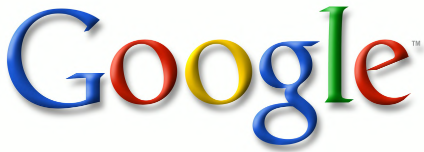


PAA
Journal

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

PARIS. — IMPRIMERIE DE GAUTHIER-VILLARS.
9515 Quai des Augustins, 55.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER.

DEUXIÈME SÉRIE.

TOME TROISIÈME. — ANNÉE 1884.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

10, RUE D'ULM, 10.

—

1884



JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

SPECTROSCOPIE SOLAIRE. — MONOGRAPHIE DU GROUPE D;

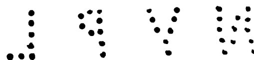
PAR M. THOLLON.

Les principaux groupes de raies que Fraunhofer a découverts dans le spectre solaire ont été, depuis quelques années, l'objet de nombreuses et importantes études. La puissance et la perfection des appareils employés dans ces recherches semblent avoir résolu certains de ces groupes en leurs derniers éléments. A, B et *b* sont aujourd'hui parfaitement connus; les dessins qu'on en a faits avec des appareils très différents s'accordent d'une façon remarquable, aussi bien dans leur ensemble que dans leurs détails. Mais il n'en est pas de même pour le groupe D. Il suffit, pour s'en convaincre, de jeter un coup d'œil sur la *fig.* 1, où sont reproduits aussi fidèlement que possible et à la même échelle tous les dessins que j'ai pu recueillir sur cette région intéressante.

Par sa position dans la partie la plus brillante du spectre, par son importance en quelque sorte historique, le groupe D a toujours attiré d'une manière spéciale l'attention des observateurs; il a constamment servi de test pour les nouveaux appareils spectroscopiques : il a donc été décrit et dessiné plus souvent que tous les autres, et pourtant il est encore peu et mal connu. Cela tient à deux causes qu'il est bon de signaler.

La première résulte d'une idée fausse qui, dès l'origine, a pris pied dans la Science et s'est introduite dans l'enseignement. Pour les premiers observateurs, les deux raies D se confondaient en une seule. Avec des instruments plus puissants et plus parfaits on sépara d'abord les deux composantes, puis entre elles deux on vit une troisième raie, celle du nickel et un certain nombre d'autres. On admit que toutes provenaient de la raie primitive et qu'elles appartenaient à la même substance, au sodium. Comme conséquence immédiate, on admit que toute raie métallique était formée par un nombre indéfini de radiations simples, isolées les unes des autres, auxquelles correspondaient autant de raies distinctes qu'une dispersion suffisante devait toujours pouvoir séparer. C'est là une grave erreur. Tous les spectroscopistes savent qu'avec une dispersion de deux prismes comme avec celle de trente on ne voit jamais dans la région D que deux raies appartenant au sodium, lesquelles n'ont jamais été et ne seront sans doute jamais dédoublées. Les autres raies métalliques ne se dédoublent pas davantage, d'où il faut conclure que les radiations simples qui produisent chacune d'elles se suivent sans interruption et ne peuvent pas plus être séparées les unes des autres que celles qui forment un spectre continu.

La deuxième cause tient à la difficulté de dessiner exactement les raies comprises entre D_1 et D_2. Les groupes A et B, entièrement telluriques, et le groupe *b*, exclusivement métallique, offrent une constance d'aspect qui les rend faciles à reproduire. Mais le groupe D, formé en partie de raies métalliques, en partie de raies d'absorption dues à la vapeur d'eau, varie d'aspect d'un jour à l'autre suivant l'état hygrométrique de l'air, et d'une heure à l'autre dans la même journée suivant la hauteur du Soleil au-dessus de l'horizon. D'autre part, les mesures à faire présentent certaines causes d'erreur contre lesquelles on ne songe pas toujours à se mettre en garde. Si une raie métallique et une raie tellurique très voisines se confondent en une seule, faute d'un appareil suffisamment dispersif, l'axe de cette raie changera de position suivant la distance zénithale du Soleil. C'est ce qui arrive aisément pour la raie du nickel, que beaucoup d'observateurs placent plus près de D_1 que de D_2, tandis que c'est certainement le contraire qui a lieu. En outre, le mouvement de rotation du Soleil produit des déplacements



de raies dont il faut se méfier. La *fig.* 2 de la Planche ci-jointe montre l'aspect du groupe quand on projette sur la fente du spectroscope : 1° le bord oriental, 2° le bord occidental de l'image solaire. Ces dessins résultent des mesures faites directement avec mon appareil dans les deux positions, en prenant pour origine des distances la raie tellurique O. On voit que les différences ne sont pas négligeables et que, pour obtenir un dessin correct, il est nécessaire de maintenir sur la fente le centre de l'image du Soleil.

M. Russel, Directeur de l'Observatoire de Sydney, a publié dans les *Monthly Notices* (vol. XXXVIII, p. 30) une étude sur les raies D reproduisant les dessins 1, 4, 5 (*fig.* 1). Le premier a été fait par M. Huggins en 1863, le deuxième par le colonel Campbell en 1875, et le troisième par M. Russel en 1877, avec un appareil à dix-huit prismes. Ils diffèrent assez pour qu'il soit à peu près impossible de les identifier sûrement. M. Russel constate que le colonel Campbell, avec une dispersion de huit prismes seulement, a vu un certain nombre de raies dans des régions où lui n'en a pas observé les moindres traces. Il en conclut que l'atmosphère de Londres pourrait bien avoir des propriétés absorbantes spéciales, ce qu'il serait intéressant de vérifier.

En 1879, M. Vogel, publiant à son tour un dessin du groupe D (6, *fig.* 1) dans les *Publicationen des astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam* (vol. I, p. 139) et le comparant aux précédents, trouve qu'il ressemble d'une manière satisfaisante à celui de M. Russel, mais qu'il diffère beaucoup des autres. Il pense que les appareils à grand pouvoir dispersif ne peuvent donner de résultats comparables qu'à la condition d'être expérimentés en même temps et dans un même lieu. Il suffirait, à mon avis, d'observer quand le Soleil est à une distance convenable du zénith pour trouver le groupe D au complet et toujours semblable à lui-même. D'après mes propres expériences, répétées bien des fois à Paris, à Nice, en Italie, en Egypte, en Espagne et dernièrement au Pic du Midi, le changement de lieu ne modifie en rien le nombre ni la position des raies.

Les dessins de Gassiot, 1863, et de Cook, 1866, sont classés par ordre de date aux n°s 2 et 3. Ceux qui sont reproduits aux n°s 7 et 8 ont été faits avec des réseaux de M. Rutherfurd, le premier par

M. Fiévès ([1]) et le deuxième par M. Cornu, qui a bien voulu me donner communication des longueurs d'onde résultant de ses mesures ([2]). Ces déterminations sont extraites d'un important travail que le savant académicien a publié dernièrement sur les *raies telluriques de la région* D. Enfin, au n° 9, se trouve mon propre dessin.

On voit que les cinq derniers concordent assez bien et peuvent être identifiés facilement. L'échelle sur laquelle ils sont reproduits rend très apparentes des différences qui en réalité sont très faibles. Mais, si faibles qu'elles soient, elles altèrent sensiblement la physionomie du groupe et impliquent des erreurs de mesure provenant en partie des causes indiquées ci-dessus, et surtout de la dispersion trop faible des appareils. Il est, en effet, bien évident que, pour des instruments ayant même pouvoir optique, même netteté et même éclat d'images, la précision des pointés doit être proportionnelle aux pouvoirs dispersifs.

L'appareil dont je me sers a été décrit dans le Traité de Physique de M. Daguin, 4e édition. Il donne pour les raies D une distance angulaire de 12'. C'est le spectroscope le plus puissant qui ait été construit jusqu'à ce jour. M. Fiévès, en combinant l'action de deux demi-prismes de M. Christie avec celle d'un grand réseau de M. Rutherfurd, est parvenu à donner aux raies D la distance angulaire de

([1]) *Étude sur le spectre solaire,* par M. Fiévès; Bruxelles, 1882.

([2]) Voici ces longueurs d'onde :

Longueurs d'onde des raies.	Ordre d'intensité.	Remarque.
588,89 (adopté)...	1	D_2 sodium
588,96	X	
589,02	10	métal ?
06	V	
14	VI	
19	8	nickel
20	VII	
24	VIII	
33	IX	
39	X	
40	X	
48	2	D_1 sodium

(L'ordre d'intensité décroissante est représenté par un nombre de un à dix, en chiffres arabes pour les raies métalliques, romains pour les raies telluriques.)

44'. Mais on sait qu'en ce cas les demi-prismes Christie *élargissent* les raies spectrales en même temps qu'ils les *séparent* : ce n'est pas là une dispersion réelle, mais une sorte d'amplification spéciale dont M. Fiévès a très habilement su tirer parti. Dans mon appareil, malgré la grande dispersion, les raies spectrales conservent leur finesse et leur netteté ; elles se prêtent à des pointés d'une extrême précision, dont le Tableau suivant pourra donner une idée :

Longueurs d'onde des raies du groupe D, *calculées d'après cinq séries de mesures.*

						Moyennes.
D_1	5895,00	id.	id.	id.	id.	5895,00
δ_1	5894,21	....	4,24	....	....	5894,23
δ_2	5894,00	....	4,01	3,99	4,00	5894,00
δ_3	5893,44	....	3,45	3,47	3,43	5893,45
δ_4	5892,56	2,58	2,56	2,56	2,57	5892,56
δ_5	5892,10	2,10	2,12	2,12	2,08	5892,10
δ_6	5891,94	1,94	1,93	1,92	1,94	5891,93
δ_7	5891,74	1,76	1,72	1,71	1,75	5891,74
δ_8	5891,43	1,45	1,44	1,45	1,44	5891,44
δ_9	5890,68	0,70	0,72	0,71	0,70	5890,70
δ_{10}	5890,55	....	0,54	0,58	0,54	5890,55
δ_{11}	5890,17	0,22	0,21	0,21	0,21	5890,20
δ_{12}	5889,71	....	9,76	....	....	5889,73
D_2	5889,00	id.	id.	id.	id.	5889,00

Les longueurs d'onde adoptées pour D_1 et D_2 sont celles d'Angström, celles des autres raies ont été déterminées par simple interpolation. Les nombres qui manquent correspondent aux raies telluriques trop faibles pour être pointées le jour où se faisaient les mesures. Ainsi qu'on peut le voir, les plus grands écarts ne dépassent pas 0,05 et portent sur des raies très faibles et mal définies. Si donc on admet comme exactes les longueurs d'onde d'Angström, des déterminations beaucoup plus précises que les miennes n'altéreraient probablement que de deux ou trois unités la dernière décimale des moyennes. Le dessin (*fig.* 3), même à l'échelle où il a été exécuté, n'aurait dès lors à subir que des modifications presque insensibles.

Les raies δ_1, δ_2, δ_3, δ_4, δ_5, δ_8, δ_9, δ_{10}, δ_{12} sont certainement telluriques. Certainement aussi elles sont produites par un élément variable de notre atmosphère, la vapeur d'eau, sans doute ; δ_6 et δ_7 ne

sont pas telluriques : la première appartient au nickel, la deuxième à un élément inconnu; δ_8 et δ_9 ne semblent pas simples et se résoudraient probablement avec une dispersion suffisante. A gauche et tout près de δ_9 se trouve une raie si faible qu'il m'a été impossible de la pointer : elle ne figure pas dans mon dessin; δ_{12} ne se voit que les jours où l'air est très humide ou quand le Soleil est près de l'horizon. Quant à δ_{11}, que M. Cornu désigne comme douteuse, elle mérite une attention particulière. On sait que, par un simple effet de contraste, les raies métalliques semblent s'affaiblir quand des raies telluriques très voisines augmentent d'intensité par le fait des changements de hauteur du Soleil. Sous ce rapport, δ_{11} se comporte comme les raies métalliques ordinaires. Mais, si on la compare à δ_6 du nickel, on constate qu'à midi elle est beaucoup plus faible que cette dernière, tandis que le soir elle est au contraire un peu plus forte. Elle varie donc comme une raie tellurique. Bien mieux, si l'on mesure sa distance à la raie δ_9, en amenant successivement sur la fente le bord oriental et le bord occidental de l'image solaire, on trouve qu'à midi cette distance varie, tandis que le soir ou le matin elle ne change pas. Ces singularités n'admettent, il me semble, qu'une seule explication. Il faut que δ_{11} soit formée par la superposition presque exacte d'une raie tellurique et d'une raie métallique, faibles toutes deux.

La *fig.* 3 représente, avec un agrandissement de trois fois environ, le groupe D, tel qu'on le voit dans mon appareil quand le Soleil est à 30° ou 40° de l'horizon. Je crois qu'avec une dispersion toujours croissante la totalité des raies comprises entre D_1 et D_2 ne dépasserait guère une vingtaine. Une résolution indéfinie ne me semble pas admissible. Puisque le nombre des éléments qui composent le Soleil et le nombre de raies qui constituent le spectre de chacun d'eux sont limités l'un et l'autre, il faut bien en conclure que les raies du spectre solaire sont elles-mêmes en nombre fini. Il y aurait certainement un grand intérêt scientifique à vérifier expérimentalement cette conclusion. De même qu'en certains points les astronomes sont parvenus à *percer le ciel,* il faudrait arriver à percer le spectre du Soleil. Dans ce but, j'ai longuement étudié le plan d'un spectroscope trois fois plus puissant que celui dont je dispose actuellement. M. Laurent devait le construire et M. Bischoffsheim, avec sa générosité habituelle,

avait accepté d'en faire les frais. Malheureusement tout se trouve retardé par la difficulté de trouver des crowns assez parfaits.

Bien que le sujet traité dans cet article soit très spécial et ne concerne qu'une région fort restreinte du spectre solaire, l'étude ci-dessus ne sera peut-être pas sans quelque utilité. Elle aura, j'espère, l'avantage de compléter et de rectifier en certains points les idées généralement admises sur un groupe de raies que tout le monde connaît, au moins par ouï-dire; elle permettra de comparer approximativement le mérite des divers appareils spectroscopiques et par là même pourra guider l'expérimentateur dans ses recherches; enfin elle donne une idée du degré de précision qu'il convient d'attribuer aux déterminations spectroscopiques. Ce dernier point est d'une grande importance; car l'avenir de la spectroscopie solaire est dans la précision des mesures. Aussi serait-il extrêmement désirable que les savants américains, avec les merveilleux réseaux dont ils disposent et dont ils font si bon usage, voulussent bien faire subir à mes moyennes un contrôle rigoureux. J'accepterais avec reconnaissance leur jugement, dût-il m'être défavorable.

APPLICATION DE LA MÉTHODE GRAPHIQUE DE M. CORNU (¹) A L'ÉTUDE DES FRANGES DE DIFFRACTION PRODUITES PAR UNE TIGE OPAQUE;

Par M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

Je me propose de montrer que la méthode de M. Cornu se prête avec la plus grande facilité à la discussion des phénomènes de diffraction dus à l'ombre d'une tige opaque, et cela moyennant la construction d'une courbe auxiliaire qui est la même dans tous les cas, car elle n'est autre que la spirale primitive déplacée parallèlement à elle-même d'une quantité fixe.

I. Substituons à cet effet, pour un instant, à la tige opaque son *écran complémentaire,* constitué par une fente de même largeur; soit, dans ce cas, $M_1 M_2$ (*fig.* 1) l'amplitude du mouvement vibra-

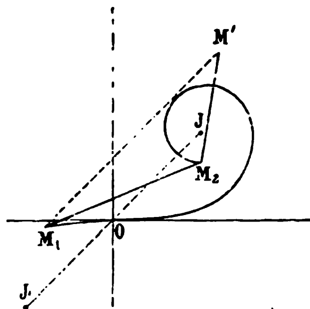
---

(¹) *Journal de Physique,* 1ʳᵉ série, t. III, p. 5 et 44; 1874.

toire en un certain point du plan focal de la loupe [on sait que l'arc compris entre M_1 et M_2 est constant, et égal à ce que Fresnel appelle la *valeur tabulaire* de la largeur de la fente ([1])]. Pour obtenir l'amplitude au même point, dans le cas de la tige opaque, on peut, en modifiant légèrement la construction indiquée par M. Cornu, mener $M_1 M'_1$ égale et parallèle à JJ_1 (J et J_1 étant les deux points asymptotiques de la spirale), et joindre M'_1 à M_2. La longueur $M'_1 M_2$ représente l'amplitude cherchée.

Mais il résulte de cette construction même que le lieu des points M'_1 n'est autre que la spirale primitive S, transportée parallèle-

Fig. 1.



ment à JJ_1, à une distance égale à celle des points asymptotiques (*fig.* 2) ([2]). Il est important de remarquer, ce que je crois inutile de démontrer ici, que la nouvelle spirale S' est symétrique de S par rapport au point asymptotique commun J. De là deux conséquences importantes :

1° Les spires que décrit la courbe auxiliaire autour du point J pénètrent sans les couper entre celles de la courbe S. Les amplitudes minima pourront par suite être très petites, mais ne seront jamais nulles.

2° L'amplitude au milieu de l'ombre géométrique, en désignant par c la valeur tabulaire de la largeur de la tige opaque, s'obtiendra

---

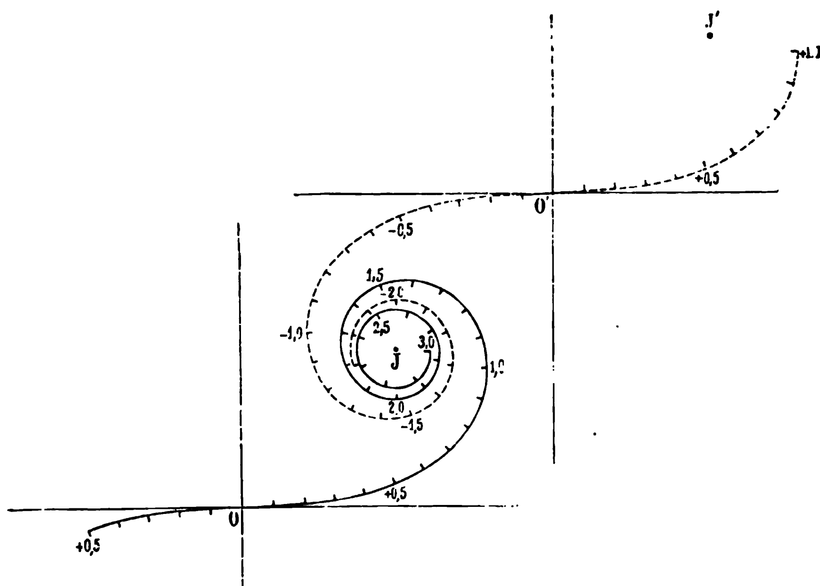
([1]) *Œuvres complètes*, t. I, p. 346 et 351.

([2]) Il est inutile de tracer complètement cette courbe auxiliaire. Il suffit, ainsi qu'on pourra en juger plus loin, d'en marquer les principaux points de division, ceux, par exemple, qui correspondent à des valeurs de v croissant par dixièmes.

en joignant le point $v = \frac{c}{2}$ de la courbe S au point J : le double de la longueur de cette droite représente l'amplitude cherchée.

II. Supposons que l'on veuille construire point par point la courbe représentative, dans un cas donné, de la distribution de la lumière dans le plan focal de la loupe. Après avoir obtenu, comme on l'a dit, l'amplitude centrale, pour construire les autres points de la courbe cherchée, on joindra successivement les points $v'_1 = 0$:

Fig. 2.



$\pm 0,1$; $\pm 0,2$, ... de la courbe auxiliaire aux points $v_2 = c$; $c \pm 0,1$; $c \pm 0,2$, ... de la courbe S, ces derniers étant choisis de telle sorte que la différence algébrique $v_1 - v'_1$ demeure constante et égale à c : les longueurs de ces droites représentent les amplitudes aux points de l'écran dont les distances au bord de l'ombre géométrique sont, à une constante près, égales à v_1 (¹). C'est ainsi

(¹) $x_1 = v_1 \sqrt{\frac{(r + d)\lambda d}{2r}}$, en adoptant les notations de M. Cornu.

qu'a été obtenue la *fig.* 3, qui correspond à $c = 1,865$ (première expérience de Fresnel).

III. Mais, sans avoir besoin d'effectuer cette construction dans chaque cas particulier, on peut à première vue, en se reportant à la *fig.* 2, juger de l'aspect général que présente le phénomène.

1° Ainsi qu'on l'a montré, les minima ne sont jamais nuls.

2° Le milieu de l'ombre correspond toujours à un maximum. Soit, en effet, AB (*fig.* 4) l'amplitude centrale (AJ = BJ). Pour trouver l'amplitude en un point voisin, il suffit de supposer que le

Fig. 3.

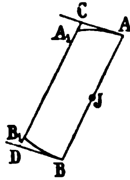


point mobile M_2 se déplace de A en A_1 sur la courbe S, l'arc AA_1 étant supposé très petit. Le point mobile M'_1 viendra en même temps de B en B_1 sur la courbe S′, l'arc BB_1 étant égal à l'arc AA_1; la nouvelle amplitude sera A_1B_1. Prolongeons cette droite jusqu'à ses points de rencontre C et D avec les tangentes en A et B. Ces dernières étant parallèles, comme symétriques par rapport à J, la *fig.* ABDC sera sensiblement un parallélogramme, et l'on aura par suite $A_1B_1 < AB$.

3° Pour voir comment varie l'amplitude lorsque l'on considère un point du plan focal de la loupe de plus en plus éloigné du milieu de l'ombre géométrique, il suffit de remarquer que, des deux points mobiles, l'un, M_2, décrit autour de J des spires de plus en plus

resserrées en se rapprochant de ce point, tandis que l'autre, M'_1, pourra décrire, selon sa position initiale, une ou plusieurs spires de plus en plus larges avant de parvenir en O' (ce qui correspond au bord de l'ombre géométrique). De là la production d'une série de franges brillantes et obscures, de moins en moins prononcées, car les amplitudes correspondant aux maxima, comme celles qui

Fig. 4.



correspondent aux minima, augmentent progressivement, tandis que la différence entre un maximum et le minimum suivant diminue à mesure que M'_1 s'éloigne du point J.

4° Si nous supposons que c ait une valeur un peu grande, les franges centrales, tout au moins, sont sensiblement équidistantes. Dans ce cas, en effet, si l'on part d'un maximum, lorsque le point M_2 aura tourné de 180° autour de J, il en sera sensiblement de même de M'_1, parce que ces deux points parcourent des spires de rayons de courbure peu différents $\left(R = \frac{2}{\pi c} \text{ sensiblement}\right)$, et l'on aura de nouveau un maximum. La distance de deux maxima ou de deux minima consécutifs sera sensiblement $v = \frac{2}{c}$.

5° On peut aller plus loin et prévoir exactement le nombre de franges brillantes et sombres comprises, dans chaque cas, entre les limites de l'ombre géométrique. Il nous suffira à cet effet de chercher quelles sont les valeurs tabulaires de c pour lesquelles le bord de l'ombre géométrique correspond à un maximum ou à un minimum. Or, pour le bord de l'ombre, le point M'_1 est venu en O'. Il suffira donc de mener du point O', comme centre, des circonférences tangentes à la spirale S, et de lire, sur la graduation de la courbe, les valeurs de v qui correspondent aux points de contact. Si l'on remarque en outre que, pour $c = 1,233$, il n'y a, ainsi qu'on le voit sans peine, qu'un seul maximum, au centre, tandis que les

premiers minima coïncident avec le bord de l'ombre, on pourra dresser le Tableau suivant :

Valeurs tabulaires de c.	Nombre de franges brillantes.	Nombre de franges sombres.
$c < 1,233$......	1	0
$1,233 < c < 1,864$......	1	2
$1,864 < c < 2,345$......	3	2
$2,345 < c < 2,734$......	3	4

et ainsi de suite. Il est inutile de prolonger ce Tableau, car les nombres que l'on aurait à inscrire dans la première colonne ne sont autres, à partir de là, que les valeurs de v qui correspondent aux maxima et aux minima d'un écran indéfini.

5° A partir du bord de l'ombre, aux franges analogues à celles que nous venons d'étudier, de plus en plus effacées, qui correspondent aux spires successives décrites par M_2 autour de J, s'ajouteront de nouvelles franges, correspondant aux spires successives décrites par M'_1 autour de J'. Ces dernières, du moins, dans le cas d'une tige opaque un peu large, occuperont sensiblement, par rapport au bord de l'ombre le plus voisin, les mêmes positions que si l'écran était indéfini du côté opposé.

RECHERCHES SUR LA TEMPÉRATURE DE CONGÉLATION DES DISSOLUTIONS ;

PAR M. F.-M. RAOULT.

Loi de Blagden. — Blagden, en 1788, a observé que l'eau qui renferme un sel en dissolution se congèle toujours au-dessous de zéro. Il a même reconnu que l'abaissement du point de congélation est proportionnel au poids de sel dissous dans une quantité d'eau constante. Les expériences faites depuis lors ont confirmé l'exactitude de cette loi, du moins pour les dissolutions étendues.

Détermination du point de congélation. — Jusqu'ici, la détermination des points de congélation des dissolutions a été faite au moyen d'un thermomètre divisé en dixièmes de degré, observé

à l'œil nu et servant même d'agitateur. J'ai pu obtenir des résultats beaucoup plus exacts au moyen des dispositions suivantes.

La dissolution dont on veut déterminer le point de congélation est versée dans un tronçon d'éprouvette en cristal, jusqu'au trait correspondant à un volume de 130^{cc}. Elle est constamment agitée par un agitateur automatique en platine. Le réservoir d'un thermomètre très sensible, donnant le $\frac{1}{500}$ de degré, est fixé au milieu; ce thermomètre est observé au moyen d'un viseur à colonne. Le tronçon d'éprouvette est placé dans un vase cylindrique en cuivre épais, un peu plus large, et le faible intervalle qui sépare ces deux vases est rempli par de l'alcool étendu. Tout le système est fixe. Au-dessous se trouve un vase cylindrique en étain, plus large que les précédents, à demi rempli d'alcool faible, et entouré d'un mélange réfrigérant qui repose sur un support à vis. On peut donc faire monter ou descendre à volonté ce mélange réfrigérant et immerger plus ou moins, dans l'alcool refroidi, le tronçon d'éprouvette qui renferme le liquide à congeler. Grâce à cette disposition, on peut soumettre la dissolution à un refroidissement plus ou moins rapide.

Lorsque la température de la dissolution étudiée est descendue un peu au-dessous de son point de congélation normal, on y fait cesser la surfusion au moyen d'une parcelle du même liquide, préalablement congelé. Aussitôt, le dissolvant se solidifie sous la forme de paillettes flottantes, de plus en plus nombreuses; le thermomètre remonte et, au bout de deux minutes au plus, se fixe pendant quelque temps en un certain point, pour redescendre ensuite lentement. C'est la température la plus élevée indiquée par le thermomètre, à partir du moment où la congélation a commencé, que l'on prend pour point de congélation de la dissolution.

Causes d'erreur. — Il y a, dans ce genre d'expériences, des causes d'erreur de deux sortes. Les unes sont inhérentes à l'emploi même du thermomètre; elles sont communes à toutes les expériences calorimétriques et l'on sait comment les éviter. Les autres sont particulières aux recherches sur le point de congélation, et elles résultent surtout de la séparation, sous forme solide, d'une partie du dissolvant. Je vais discuter l'importance de ces dernières.

Soient

M la masse en eau du liquide à congeler;
m la masse en eau du thermomètre et de l'agitateur;
C la chaleur spécifique de la dissolution;
L la chaleur latente de fusion du dissolvant;
S le degré de surfusion, au moment où l'on provoque la solidification;
t le temps qui s'écoule depuis le commencement de la congélation jusqu'au moment où le thermomètre est stationnaire;
T le temps nécessaire pour que le liquide s'abaisse de un degré au-dessous de son point de congélation normal, sous l'influence des parois constamment refroidies de l'éprouvette.

Supposons que l'on provoque la congélation du liquide, au moment où il est à une température inférieure de S degrés à son point de congélation normal. La quantité de chaleur nécessaire pour réchauffer ce liquide de S degrés sera $(m + M)$ SC; et, pour produire cette quantité de chaleur, il faudra qu'il se congèle un poids de dissolvant égal à $\frac{1}{L}(m + M)SC$. Cela suppose, toutefois, qu'aucune partie de la chaleur produite par cette congélation n'est absorbée par les parois de l'éprouvette. Or, en général, il n'en est pas ainsi. Pendant la période de réchauffement t, il y a un abaissement de température $\frac{t}{T}$ et, par suite, une perte de chaleur

$$(m + M)\,S.C\frac{t}{T},$$

qui, pour être compensée, exige la formation d'une quantité supplémentaire de glace égale à $\frac{1}{L}(m + M)\,S \times C \times \frac{t}{T}$. Ainsi donc, le poids total de glace qui se formera, avant que le thermomètre arrive à l'état stationnaire, sera $\frac{1}{L}(m + M)SC\left(1 + \frac{t}{T}\right)$. Le *rapport* E entre cette quantité de glace et le poids M du liquide est

$$E = \frac{1}{L}\left(1 + \frac{m}{M}\right)\left(1 + \frac{t}{T}\right)SC.$$

La partie qui se solidifie étant constituée par le dissolvant pur, ou sensiblement, le rapport E exprime, en même temps, l'accrois-

sement relatif du degré de concentration de la partie restée liquide. Comme l'abaissement de congélation est proportionnel au degré de concentration, le rapport E représente encore l'accroissement relatif de l'abaissement du point de congélation, qui résulte du changement de concentration. En d'autres termes, le *rapport* E *mesure l'erreur relative, due à la séparation inévitable d'une partie du dissolvant sous forme solide,* pendant l'expérience.

Il ne serait pas possible de calculer assez exactement la valeur de E dans chaque cas et d'en corriger les résultats, mais on va voir qu'en opérant convenablement on peut rendre l'erreur négligeable et, par suite, la correction inutile.

Élimination des causes d'erreur. — Supposons, pour préciser, que l'eau soit le dissolvant employé. Dans ce cas, $L = 80$ et $C = 1$, sensiblement. Dans mon appareil, $\frac{m}{M} = 0{,}038$. Quant au temps t, il est d'autant plus long que le degré de surfusion est plus faible, mais il ne dépasse jamais deux minutes. L'erreur relative est donc alors

$$E = \frac{1}{80}(1 + 0{,}038)\left(1 + \frac{2}{T}\right)S.$$

Pour rendre cette erreur aussi faible que possible, il faut accroître T et diminuer S.

Une expérience préliminaire ayant fait connaître le point de congélation du liquide à $\frac{1}{10}$ de degré près, on peut toujours faire en sorte que la surfusion, dans l'expérience définitive, ne dépasse pas $\frac{2}{10}$ de degré. D'autre part, en réglant convenablement la position du mélange réfrigérant, on peut arriver à rendre très lent le refroidissement du liquide en expérience, à l'approche du point de congélation. Supposons, par exemple, que l'on ait $T = 20$ minutes. Dans ces conditions, l'erreur devient

$$E = \frac{1}{80} \times 1{,}038 \times 1{,}1 \times 0{,}2 = 0{,}0029.$$

En opérant avec les précautions nécessaires, et *sans faire aucune correction,* on peut donc obtenir l'abaissement du point de congélation d'une dissolution aqueuse, avec une approximation de $\frac{3}{1000}$, en valeur relative.

L'expérience confirme parfaitement ces indications théoriques. J'ai déterminé plusieurs fois, dans le courant d'une même journée, le point de congélation d'une dissolution normale d'acide sulfurique, conservée en provision dans des flacons bouchés; et j'ai toujours trouvé le même résultat à $\frac{1}{400}$ près, en valeur relative. La température de l'air était de 6°. Le lendemain, le laboratoire ayant été chauffé à 18°, j'ai refait les mêmes expériences, et j'ai retrouvé, à $\frac{1}{400}$ près, les mêmes valeurs que la veille; cela, sans faire aucune correction pour la partie non immergée de la tige du thermomètre. Il est vrai que la partie non immergée de la colonne mercurielle n'occupait pas une longueur supérieure à 3°, au moment de la congélation, et que la correction, d'après la formule de Regnault, n'aurait pas dépassé $\frac{5}{1000}$ de degré.

Ce que je viens de dire, au sujet des dissolutions aqueuses, est vrai pour les autres. Il sera facile de s'en assurer.

Abaissements a la congélation. — Je ne me suis occupé, dans ce qui précède, que de la mesure des températures de congélation; mais ce ne sont pas ces quantités que nous avons à considérer. Nos études portent uniquement sur les *abaissements* du point de congélation, c'est-à-dire sur les différences entre le point de congélation des dissolutions et celui du dissolvant pur. On obtient ces abaissements en mesurant les points de congélation des dissolutions et du dissolvant, à peu d'heures d'intervalle et par les mêmes moyens, et en prenant ensuite la différence des nombres trouvés. Les erreurs, qui peuvent provenir du déplacement du zéro et de l'incomplète immersion de la tige du thermomètre, étant les mêmes dans tous les cas, s'éliminent dans le calcul et n'exercent aucune influence sur les résultats.

On voit, par ce qui précède, que les abaissements *du point de congélation des dissolutions peuvent, sans correction d'aucune sorte, être obtenus avec une approximation de $\frac{1}{400}$, en valeur relative, et que ces quantités doivent être comptées au nombre des données physiques, qu'il est possible de mesurer avec le plus d'exactitude.*

Applications a l'analyse et a la statique chimique. — En ce qui concerne les dissolutions étendues, la détermination des

abaissements des points de congélation peut donner des renseignements beaucoup plus précis que celle des densités, ou même de toute autre propriété physique. Je ne saurais trop la recommander pour vérifier la pureté des corps, déterminer le titre de leurs dissolutions, constater l'identité des mélanges, etc...

Cette détermination peut également servir à élucider diverses questions de statique chimique. Telle est, par exemple, la question de l'état d'hydratation des sels dissous dans l'eau, que M. Rudorff a traitée avec succès. Telle est aussi celle de la répartition des acides et des bases, dans les mélanges salins, que j'ai abordée le premier par ce moyen. La méthode que j'emploie, dans ces recherches de statique chimique, est fondée sur le principe suivant :

L'abaissement du point de congélation produit par différents corps, mélangés dans une même dissolution, et qui n'exercent entre eux aucune action chimique, est la somme des abaissements que produiraient isolément ces différents corps, s'ils existaient seuls dans la même quantité d'eau.

La vérification expérimentale et l'application de ce principe demandent certaines précautions. Soient deux dissolutions aqueuses étendues, l'une renfermant P grammes d'eau et se congelant à C degrés, l'autre renfermant P' grammes d'eau et se congelant à C' degrés. Mélangeons ces dissolutions et supposons qu'il ne se produise aucune action chimique entre les corps dissous. Le corps qui, dans la première dissolution, produisait un abaissement C, se trouvant maintenant dissous dans un poids d'eau égal à $P+P'$, n'y produira plus qu'un abaissement égal à $\frac{P+P'}{CP}$, d'après la loi de Blagden. De même, le corps qui, dans la deuxième dissolution, déterminait l'abaissement C', ne produira plus, dans le mélange, qu'un abaissement égal à $\frac{C'P'}{P+P'}$; de sorte qu'en vertu du principe ci-dessus l'abaissement du point de congélation du mélange sera $\frac{CP+C'P'}{P+P'}$. Or, en opérant avec des dissolutions normales ou demi-normales de sels de même genre et en faisant P peu différent de P', j'ai trouvé, dans de nombreuses ex-

périences, que le point de congélation *observé* se confond à $\frac{1}{200}$ près avec le point *calculé* de cette manière.

Lorsqu'il y a une différence entre les nombres *calculés* et *observés,* c'est qu'une action chimique s'est accomplie entre les corps dissous. Si l'action chimique est simple et consiste, par exemple, en une réaction saline, il est possible d'en calculer à la fois la nature et l'importance; il suffit pour cela de connaître, d'une part, l'abaissement de congélation du mélange et, d'autre part, celui des différents composés qui peuvent exister dans ce mélange. Je l'ai montré ailleurs, et cela me dispense de développements qui ne seraient pas ici à leur place. La méthode m'a parfaitement réussi dans les recherches que j'ai faites sur la répartition d'un acide entre deux bases, ou d'une base entre deux acides; et je ne désespère pas de pouvoir l'appliquer avec succès à l'étude des doubles décompositions.

Lois relatives a l'abaissement du point de congélation. — L'abaissement du point de congélation produit par *un* gramme de matière dissoute dans *cent* grammes de dissolvant est appelé *coefficient d'abaissement.* Le produit qu'on obtient en multipliant le coefficient d'abaissement par le poids moléculaire de la substance dissoute est l'*abaissement moléculaire* de congélation de cette substance.

Dans l'eau, le seul dissolvant employé par mes devanciers, les coefficients d'abaissement sont très différents les uns des autres; mais, comme M. de Coppet l'a remarqué, les abaissements moléculaires n'y varient pas autant à beaucoup près; ils sont même à peu près égaux pour les sels de même constitution. C'est là un fait important et qui constitue la première manifestation d'une loi générale que j'ai établie.

En vue de découvrir les lois qui président à l'abaissement du point de congélation des dissolutions, j'ai cherché comment varient les abaissements moléculaires de congélation, lorsqu'on fait varier la nature du corps dissous et celle du dissolvant. Les dissolvants que j'ai employés sont: l'*eau,* la *benzine,* la *nitrobenzine,* le *bibromure d'éthylène,* l'*acide formique,* l'*acide acétique,* liquides dont les divers points de congélation sont échelonnés entre 0 et 17°. A l'exception de l'eau, tous ces liquides se con-

tractent en se solidifiant. Tous subissent le phénomène de surfusion lorsqu'ils sont purs et, mieux encore, lorsqu'ils tiennent une matière en dissolution; et, dans les conditions indiquées, tous se solidifient sous forme de paillettes ou de petits grains qui flottent dans le liquide pendant l'agitation. La méthode décrite plus haut permet donc toujours de déterminer, avec une grande exactitude, leur point de congélation.

J'ai mesuré les abaissements moléculaires de congélation produits, dans chacun des six dissolvants indiqués ci-dessus, par un nombre considérable de composés de toute nature. Dans tous les cas, j'ai opéré avec des dissolutions fort étendues. Sans m'astreindre à toujours expérimenter avec des dissolutions de même titre, j'ai du moins fait en sorte que leur degré de dilution fût tel, que l'abaissement du point de congélation restât compris entre 1° et 2°.

Si P est le poids du dissolvant, P' le poids du corps dissous, C l'abaissement du poids de congélation donné par l'expérience, on a, pour le coefficient d'abaissement A,

$$A = \frac{CP}{100 \times P'};$$

car toutes les dissolutions, au degré de dilution où je les emploie, suivent la loi de Blagden au moins très approximativement.

Les substances à dissoudre sont employées aussi pures que possible. Si elles sont liquides et volatiles, elles sont posées dans des ampoules qui sont ensuite brisées par l'agitation dans des flacons bouchés, renfermant un poids connu de dissolvant.

Les résultats auxquels je suis parvenu peuvent se résumer comme il suit :

Vérification de la pureté des corps. — 1° *Tout corps, en se dissolvant dans un composé défini, capable de se solidifier, en abaisse le point de congélation.*

Il résulte de cette loi que, de deux échantillons d'un corps, le plus pur est celui qui se solidifie ou qui fond à la température la plus élevée. De là un excellent moyen de vérifier la pureté des corps. Ce moyen, toutefois, ne peut être employé en toute sécurité que si les impuretés sont en faible proportion. En effet, il ré-

sulte de la loi ci-dessus que, *parmi les différents mélanges qu'on peut obtenir avec deux corps solubles l'un dans l'autre et inégalement fusibles, il y en a nécessairement un qui est plus fusible que tous les autres mélanges et, conséquemment, plus fusible que chacun des deux constituants.*

Or il est clair que, si *dans ce mélange le plus fusible* on introduit une petite quantité de l'un ou de l'autre corps, on produira toujours une élévation du point de fusion. Quel que soit donc celui des deux constituants que l'on considère comme une impureté par rapport à l'autre, on voit que, dans ce cas particulier, une augmentation de l'impureté élèvera le point de solidification au lieu de l'abaisser.

Il n'est pas non plus sans intérêt de remarquer que, *parmi les différents mélanges qu'on peut obtenir avec deux corps solubles l'un dans l'autre et inégalement fusibles, il y en a nécessairement un qui présente exactement le même point de solidification que le plus fusible des deux.* Pour ce mélange encore la règle précédente est en défaut.

EXISTENCE D'UN ABAISSEMENT MOLÉCULAIRE MAXIMUM. — 2° *Il y a, dans chaque dissolvant, un abaissement moléculaire* MAXIMUM *de congélation;* c'est-à-dire que, dans un dissolvant donné, aucune substance ne produit un abaissement moléculaire supérieur à un chiffre déterminé variable, d'ailleurs, avec la nature du dissolvant. Cet abaissement *maximum* est de 47° dans l'eau, de 39° dans l'acide acétique, de 29° dans l'acide formique, de 50° dans la benzine, de 73° dans la nitrobenzine, de 119° dans le bibromure d'éthylène. Il paraît y avoir aussi un abaissement moléculaire *minimum* de congélation, sensiblement égal au tiers de l'abaissement maximum dans chaque dissolvant.

3° *Dans tous les liquides, les abaissements moléculaires de congélation dus aux différents composés se rapprochent de deux valeurs invariables pour chaque liquide, et dont l'une est sensiblement double de l'autre.* La plus grande se produit plus souvent que la plus faible et, dans tous les dissolvants étudiés (à l'exception de l'eau), elle se rapproche beaucoup de l'abaissement moléculaire *maximum*.

Détermination des poids moléculaires. — Dans un même dissolvant, les corps qui présentent l'un ou l'autre abaissement moléculaire appartiennent presque toujours à des groupes chimiques bien déterminés. Ce fait peut être utilisé pour la détermination des poids moléculaires, comme on va le voir.

Tous les sels alcalins, en dissolution dans l'*eau*, présentent un abaissement moléculaire voisin de 37°; si donc on a à opter pour le poids moléculaire d'un sel alcalin entre plusieurs nombres multiples les uns des autres, on choisira celui qui, multiplié par le coefficient d'abaissement du sel dans l'eau, donne le nombre le plus rapproché de 37°.

Toutes les matières organiques en dissolution dans l'eau (à l'exception des ammoniums hydratés) présentent un abaissement moléculaire voisin de 18°,5; le poids moléculaire à adopter, pour une de ces substances, est celui qui se rapproche le plus du quotient obtenu en divisant 18,5 par le coefficient d'abaissement de cette substance.

Toutes les matières organiques, sans exception, et *tous les chlorures métalloïdiques* en dissolution dans l'acide acétique ont un abaissement moléculaire voisin de 39°; et cette donnée peut servir, de la même manière, à la détermination des poids moléculaires de tous ces composés.

Les mêmes choses peuvent être répétées au sujet des effets produits dans tous les dissolvants solidifiables et, comme il n'est guère de composé qui ne puisse trouver un dissolvant capable de se solidifier à une température exactement mesurable, on peut espérer que ce moyen permettra de déterminer les poids moléculaires de presque tous les corps.

Vues théoriques. — 4° La manière la plus simple d'expliquer les faits observés consiste à admettre que, *dans un poids constant d'un dissolvant déterminé, toutes les molécules physiques produisent le même abaissement moléculaire de congélation.* Dans cette hypothèse, si les molécules chimiques des corps dissous sont complètement séparées les unes des autres, l'abaissement moléculaire est *maximum* et le même pour tous. Si, au contraire, les molécules chimiques sont soudées entre elles en nombre plus ou moins considérable, l'abaissement moléculaire est plus ou

moins inférieur au *maximum*. Il en est la moitié lorsque les molécules chimiques sont soudées deux à deux, et c'est à cet état que correspondent, en général, les abaissements anormaux.

ABAISSEMENTS PRODUITS PAR 1 MOLÉCULE DANS 100. — 5° Si les vues précédentes sont exactes, l'abaissement moléculaire *maximum* est le seul qui corresponde à un état moléculaire bien déterminé des corps dissous et qu'on pourrait appeler état de *dissolution parfaite;* c'est, par conséquent, le seul qui doive être pris en considération dans l'étude des questions générales. Divisons donc chaque abaissement moléculaire *maximum* par le poids moléculaire du dissolvant auquel il se rapporte; nous ramènerons ainsi les résultats au cas où une molécule du corps dissous serait contenue dans 100 molécules de dissolvant et nous mettrons en lumière un fait nouveau. Voici les chiffres :

Eau	47 : 18 = 2,61
Acide formique	29 : 46 = 0,63
Acide acétique	39 : 60 = 0,65
Benzine	50 : 78 = 0,64
Nitrobenzine	73 : 123 = 0,59
Bibromure d'éthylène	119 : 188 = 0,63

Laissant de côté l'*eau*, qui se comporte d'une manière spéciale, on voit que l'abaissement *maximum* de congélation, qui résulte de la présence d'une molécule dissoute dans 100 molécules dissolvantes, ne varie que de 0,59 à 0,65, moyenne 0,63, et est, par conséquent, à peu près le même pour tous les dissolvants.

Pour faire rentrer l'eau dans la règle générale, il suffit d'admettre que les molécules physiques qui la composent sont formées de quatre molécules chimiques. L'accumulation des molécules d'eau, dans les hydrates solides, semble favorable à cette hypothèse; d'ailleurs, aucun fait connu ne la contredit. L'anomalie présentée par l'eau n'empêche donc pas de formuler la loi suivante :

LOI GÉNÉRALE. — *Une molécule d'un composé quelconque, en se dissolvant dans 100 molécules d'un liquide quelconque, de nature différente, abaisse le point de congélation de ce liquide d'une quantité à peu près constante et voisine de* 0°,63.

Rappelons, en terminant, que les molécules dont il s'agit ici sont des molécules physiques qui, dans un certain nombre de cas, peuvent être constituées par plusieurs molécules chimiques soudées ensemble ([1]).

NOUVEAU BAROMÈTRE A SIPHON;

PAR M. DIAKONOFF.

Le but des modifications de M. Diakonoff est de rendre l'appareil plus portatif et de simplifier la manière de le remplir.

Le tube barométrique *afbcde* (voir *fig.* 1) présente trois ouvertures *a*, *f*, *e*; il se compose de deux parties : *abc* et *cde*. La partie *c* est figurée à part.

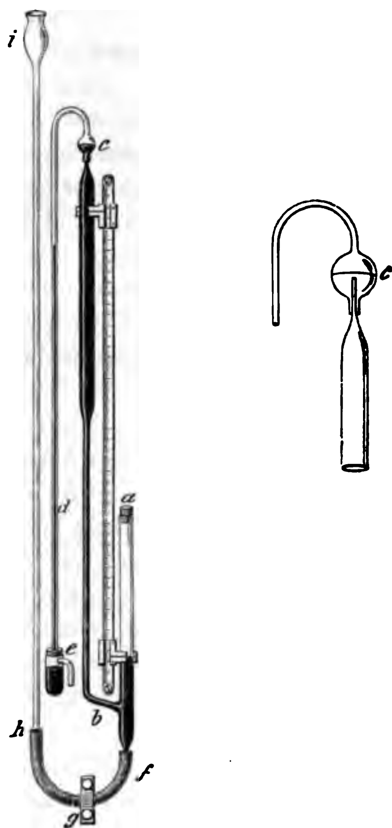
L'extrémité ouverte *f* est enfoncée dans un tube de caoutchouc épais, muni d'une vis de serrage *g*. C'est à travers ce tube de caoutchouc qu'on remplit le baromètre de mercure à l'aide de l'entonnoir *i*. Pour vider le baromètre, on bouche préalablement l'extrémité *a*. Il est préférable de transporter le baromètre vide, ce qui est très facile, vu la simplicité avec laquelle on le remplit. Pour le remplir, on commence par laver le tube avec une dissolution concentrée de bichromate de potasse dans l'acide sulfurique; on lave ensuite à l'eau distillée, jusqu'à ce que l'eau de lavage ne présente pas de réaction acide, puis on lave à l'alcool. Pour le dessécher complètement, on fait passer, pendant un temps assez long, un courant d'hydrogène pur et sec ou à son défaut un courant d'air sec. Il est bon de chauffer légèrement le tube pendant ce temps.

Le tube ainsi préparé, on met sur son bout *f* le tube de caoutchouc *fgh*, l'extrémité *h* étant mise en communication avec l'entonnoir *i* qui se termine par un long tube capillaire. L'entonnoir *i*

([1]) Bibliographie : BLAGDEN, *Philosophical trans. of the Roy. Soc. of London*, vol. LXXVIII. — RUDORFF, *Ann. de Pogg.*, t. CXIV, CXVI, CXXII. — DE COPPET, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 4e série, t. XXIII, XXV, XXVI. — RAOULT, *Comptes rendus des séances de l'Acad. des Sciences*, 22 juillet 1878; 12 avril 1880; 5 juin, 24 juillet, 27 novembre 1882; 26 février, 4 juin, 29 octobre 1883. — *Annales de Chim. et de Phys.*, 5e série, t. XX et XXVIII.

est maintenu par un support et se trouve placé un peu plus haut que le point le plus élevé du baromètre, comme sur la figure. On serre la vis *g*, afin de boucher le tube *gh* et l'on remplit l'entonnoir de mercure occupant à peu près trois fois le volume total du baromètre. On desserre *g* et on laisse couler le mercure lentement,

Fig. 1.



en règlant son écoulement par cette vis; lorsqu'il arrive en *b*, on bouche fortement l'extrémité *a* au moyen d'un bouchon de caoutchouc. Le mercure ayant rempli tout le baromètre coulera par le tube capillaire *de* ou formera dans la base *e* une fermeture à mercure. On serre alors la vis *g*, on enlève l'entonnoir *i* et par l'extrémité *h* du tube, devenue ainsi libre, on fait sortir autant de

mercure qu'il est nécessaire pour pouvoir faire des observations. Le diamètre intérieur du tube barométrique dans les parties servant aux observations doit être au moins de $0^m,012$. Le baromètre porte deux verniers, l'un à l'échelle d'en haut, l'autre à l'échelle d'en bas.

Le tube *a* est appuyé contre une lame épaisse de caoutchouc ou de liège à l'aide d'un arc en fil métallique muni d'écrans; la partie de l'arc qui embrasse le tube barométrique est couverte d'un tube épais de caoutchouc. De cette manière l'appareil est maintenu fortement et il n'y a pas de danger qu'il se casse.

SUR LES EXPÉRIENCES ÉLECTROCHIMIQUES DE M. GUÉBHARD;

PAR M. W. VOIGT.

M. Guébhard a présenté récemment, dans ce Journal (¹), les remarques suivantes sur ma théorie de ses expériences électrochimiques :

« Au dernier moment me tombe sous les yeux un Mémoire de M. W. Voigt (*Wied. Ann. der Physik*, t. XVII, p. 257-271; 1882) qui, sans citer une expérience ni une mesure, et sur des données qui n'ont *aucun rapport* avec les miennes (électrodes punctiformes, contact d'un pôle avec la plaque, uniformité du potentiel sur celle-ci, non-influence de la polarisation, etc.), établit des formules théoriques, d'ailleurs beaucoup moins complètes que celles de Wild, Weber, Ditscheiner, etc., au nom desquelles il nie purement et simplement l'exactitude de mes résultats. »

Dans un article de l'*Électricien* (n° 42, t. V, 1er janvier 1883) et dans les *Annales de Wiedemann* (t. XVIII, p. 366; 1883), M. Guébhard s'est prononcé sur ma théorie d'une façon tout à fait analogue. Dans l'intérêt même de la question, je crois utile de répondre ici aux objections de M. Guébhard.

(¹) T. Ier, 2e série, p. 491.

1. J'ai supposé, en effet, dans mon Mémoire, des électrodes punctiformes, *mais de nombre indéterminé*. Or cette supposition n'enlève aucunement au calcul sa généralité, vu que, selon Riemann (1), la forme des électrodes n'a aucune influence sur la forme des anneaux, lorsque la couche du liquide a peu d'épaisseur et que, dans le cas d'une couche liquide d'une épaisseur considérable, on peut toujours obtenir des électrodes linéaires par juxtaposition d'un nombre indéterminé d'électrodes punctiformes.

La première objection de M. Guébhard est donc sans fondement.

2. Je ferai remarquer, en outre, que je n'ai pas supposé que l'un des pôles fût toujours relié à la plaque. J'ai fait cette supposition seulement dans le cas d'une plaque infinie communiquant avec le pôle en un point situé à l'infini. On peut facilement justifier ce procédé tant par la théorie que par l'expérience, si l'on a soin de choisir une plaque métallique d'une épaisseur suffisante pour qu'il ne subsiste entre les différentes parties de la plaque aucune différence sensible de potentiel. Quant au procédé par lequel M. Guébhard cherche à réaliser le cas d'une plaque de dimensions infinies, il présente des inconvénients sérieux dont il sera question plus loin.

3. J'ai supposé l'uniformité du potentiel dans toute l'étendue de la plaque, parce que cette condition, qui se trouve toujours réalisée (2) lorsqu'on opère sur une plaque d'une épaisseur suffisante, constitue le cas le plus simple. M. Guébhard, qui exige aujourd'hui l'emploi de plaques très minces, a obtenu lui-même (3) des résultats satisfaisants avec une plaque en laiton de 4^{mm} environ d'épaisseur.

En considération de ces faits, j'ai pensé qu'il était préférable de ne pas compliquer le calcul par la supposition de plaques minces, et cela avec d'autant plus de raison que, après les travaux

---

(1) Riemann, *Pogg. Ann.*, t. XCV, p. 137; 1855.
(2) H. Weber, *Crelle Journ.*, t. 75, p. 7; 1873.
(3) *Électricien;* 1882.

de M. Ditscheiner (¹), cette hypothèse ne pouvait donner lieu à aucune nouvelle question de principe.

4. Le reproche que me fait M. Guébhard de n'avoir pas tenu compte de la polarisation n'est pas mieux fondé. Après un sérieux examen, j'ai rejeté l'hypothèse de la proportionnalité entre la polarisation et la densité du courant, proposée par M. Weber, comme insuffisante, et j'ai adopté une nouvelle hypothèse suivant laquelle j'ai admis que le potentiel reste sensiblement constant dans toute l'étendue de la plaque où le courant a un même sens pour subir une variation brusque aux points mêmes où il change de direction. On ne saurait donc me reprocher d'avoir négligé l'influence de la polarisation.

Quant aux autres objections formulées ailleurs par M. Guébhard, dont la discussion m'entraînerait dans trop de détails, je renvoie au Mémoire cité ci-dessus.

5. Si, dans mon premier Mémoire, je n'ai publié aucune observation de contrôle, c'est que j'avais l'intention de confier l'étude expérimentale de ces phénomènes à l'un de mes élèves, M. Werner. Les résultats de ces mesures, exécutées de concert par M. Werner et par moi-même (publiés dans les *Annales de Wied.*, t. XIX, p. 183; 1883) ont confirmé en tout point la théorie attaquée par M. Guébhard.

6. Il convient enfin de remarquer que M. Guébhard a recours à un artifice illicite pour établir la concordance entre sa théorie et les résultats de ses expériences.

Lorsqu'on opère avec des électrodes de signes différents, placées à des distances finies les unes des autres, la polarisation tend en effet à donner aux anneaux une assez grande ressemblance avec les courbes prescrites par la loi de M. Guébhard. Mais, quand les électrodes forment deux groupes distincts, dont l'un, placé à une distance finie, ne renferme que des électrodes de même nature, tandis que l'autre système est infiniment éloigné, on trouve de

(¹) Ditscheiner, *Wien. Ber.*, t. LXXVIII, p. 94; 1878.

grandes divergences. Pour faire disparaître celles-ci des résultats, M. Guébhard forme, au moyen des électrodes du groupe censé à l'infini, une courbe de même espèce que celle qu'il veut obtenir, enveloppant l'autre système d'électrodes ([1]). Les anneaux qu'on obtient dans ces conditions seraient, selon M. Guébhard, identiques à ceux que fournit la réalisation rigoureuse des exigences du calcul. Or, M. Guébhard n'a pas fourni la preuve de cette assertion parfaitement arbitraire, qui n'est d'ailleurs susceptible d'aucune démonstration.

Dans les expériences que nous avons faites, M. Werner et moi, sur des plaques de grandes dimensions, nous nous sommes d'abord assurés que la limitation de la plaque était sans influence sur la forme des anneaux.

Nos résultats s'appliquent donc rigoureusement au cas d'une plaque infinie. Or les anneaux qu'on devrait obtenir dans ces conditions lorsqu'on emploie des électrodes de même nature seraient représentés, selon M. Guébhard, par la formule

$$\rho_1 \rho_2 = C,$$

où C est une valeur déterminée et constante pour chacun des anneaux. Les valeurs de ρ_1 et de ρ_2, observées pour trois points différents (*i*, *m*, *a*) de chacun des anneaux et introduites dans la formule ci-dessus ([2]), ont donné les valeurs suivantes :

Anneau.	*i.*	*m.*	*a.*
1	81,2	93,6	121
2	42,0	58,7	74,5
3	33,1	43,3	54,0
4	27,9	35,1	42,8
5	24,5	30,1	35,8
6	21,1	26,1	29,7

On voit, par l'inspection de ces nombres, que les quantités C, calculées d'après la formule de M. Guébhard pour les trois points *i*, *m* et *a* d'un même anneau, présentent des différences dépassant de beaucoup les erreurs d'observation. En calculant ces mêmes

([1]) GUÉBHARD, *Comptes rendus des séances de l'Acad. des Sciences*, t. CXIV, p. 851 ; 1882.

([2]) W. VOIGT, *Wied. Ann.*, t. XIX, p. 197 et 207 ; 1883.

observations à l'aide de ma formule, on trouve pour les trois points les constantes suivantes, dont l'accord est beaucoup plus satisfaisant ([1]) :

Anneau.	*i.*	*m.*	*a.*
1	16,0	17,7	18,9
2	38,4	39,3	38,9
3	57,5	60,1	58,1
4	80,5	81,2	79,6
5	98,0	98,2	97,0
6	121	120	120

Je suis loin de prétendre que ma théorie, qui n'est d'ailleurs que l'extension de celle de Riemann sur les anneaux de Nobili, puisse s'adapter parfaitement à toutes les conditions de l'expérience, mais l'accord réalisé dans un grand nombre de cas entre le calcul et l'observation me porte à croire que mon interprétation de ces phénomènes ne saurait s'écarter beaucoup de la réalité.

A. ELSAS. — Untersuchungen über erzwungene Schwingungen von Platten (Recherches sur les vibrations forcées des plaques); *Wied. Annalen der Physik*, t. XIX, p. 474; 1883.

Les vibrations forcées d'une plaque sont celles qu'elle exécute sous l'influence d'un corps vibrant qui lui communique son mouvement.

L'auteur était arrivé aux lois suivantes dans un précédent travail relatif aux membranes :

1° Il est possible de faire vibrer un corps élastique quelconque, à l'aide d'une action extérieure, périodique, quelle que soit la durée de la période, pourvu que cette action soit assez intense et s'exerce dans des conditions particulières.

2° Le type de vibration forcée d'un corps est réglé par l'intervalle qui existe entre le son excitateur et le son le plus grave que le

([1]) Je ferai observer que, dans le cas actuel, où la couche du liquide n'a qu'une faible épaisseur, l'incertitude de la mesure de celle-ci rend l'accord entre la théorie et l'observation beaucoup moins parfait que dans le cas où l'épaisseur de la couche est plus considérable. (Voir *loc. cit.*, p. 191.)

corps puisse rendre. La position du point qui reçoit le mouvement extérieur a également une grande influence sur ce type.

3° Celui-ci est une fonction continue de la période du corps influençant, et telle, qu'un très petit changement du type correspond à une très petite variation de la période.

4° Un changement continu dans la forme, l'épaisseur, la tension, etc., du corps influencé détermine un changement continu du type de vibration.

L'auteur a étendu ses recherches aux plaques.

Une plaque circulaire de carton, de gélatine, d'ébonite, etc., est fixée par son centre à une aiguille à coudre, normale à son plan. Un fil flexible tendu par un poids est attaché, d'une part à l'aiguille, de l'autre, à la branche d'un diapason. Le point d'attache est voisin de la courbure; le plan des vibrations est vertical.

On répand à la surface de la plaque du sable ou du lycopode. Le premier marque la place des nœuds; le second, celle des ventres de vibration.

On a fait un grand nombre d'expériences, en variant la nature et la grandeur des plaques et la hauteur du diapason; elles conduisent aux résultats suivants :

1° Une plaque circulaire, qui reçoit en son centre un mouvement vibratoire provenant d'un corps extérieur, présente des figures nodales analogues à celles de Chladni; le centre est un point nodal.

2° Ces figures n'ont jamais un nombre impair de lignes nodales diamétrales.

3° Celles-ci s'y trouvent toujours en nombre pair, mais elles dégénèrent souvent en courbes hyperboliques dont les sommets sont sur une même ligne droite, ce qui tient peut-être à ce que le centre n'est pas véritablement un point nodal et à ce que l'équation différentielle du mouvement n'est plus applicable aux points voisins du centre.

4° Pour les mêmes raisons, les lignes nodales circulaires manquent dans le voisinage du centre, mais elles se montrent sur la périphérie de la plaque.

5° Les lignes nodales des vibrations communiquées ne se coupent jamais; elles se déforment près des points d'intersection et dans

beaucoup de figures les courbes déformées s'écartent assez pour faire disparaître ces points.

Les expériences faites sur les plaques s'accordent avec les lois énoncées pour les membranes. E. Gripon.

W.-C. RONTGEN. — Ueber die durch elektrische Kräfte erzeugte Aenderung der Doppelbrechung des Quarzes (Sur la variation de la double réfraction du quartz produite par des forces électriques); *Ber. der Oberrh. Gesell. für Natur- und Heilkunde*, t. XXII; *Wied. Ann. der Physik*, t. XVIII, p. 213 et 534; 1883.

On sait que Sir W. Thomson, pour expliquer les phénomènes de la pyro-électricité, a émis l'hypothèse suivante : l'intérieur des cristaux pyro-électriques se trouverait dans un état de polarisation permanente, et l'action de cette polarisation à l'extérieur serait neutralisée par une charge permanente de leur surface, tant que la polarisation n'est pas altérée. Des variations de température, en modifiant la polarisation, donneraient naissance aux phénomènes pyro-électriques. Les phénomènes pyro-électriques découverts par MM. Curie fournissent un certain appui à cette hypothèse. En partant de cette dernière, l'auteur fait le raisonnement suivant, qui l'a conduit aux expériences décrites plus bas :

« Si, dans un cristal pyro-électrique, il y avait suivant certaines directions une polarisation électrique durable et si, de l'action exercée par l'électricité statique sur les propriétés optiques des milieux simplement réfringents, on pouvait conclure que, non seulement une polarisation produite par des forces électriques extérieures, mais même une polarisation préexistante, peut avoir une influence sur les vibrations lumineuses dans ces milieux, les propriétés optiques d'un cristal pyro-électrique devraient être modifiées de diverses manières, suivant que des forces électriques extérieures viendraient à produire un renforcement ou un affaiblissement de la polarisation naturelle. »

Les expériences piézo-électriques montrent que, dans un cristal de quartz de structure normale, la surface d'une section faite perpendiculairement à l'axe principal peut être divisée en six champs par des lignes se coupant en un point arbitraire à 60°.

Une pression exercée dans une direction passant par ce point

fait naître des électricités contraires aux extrémités de cette direction. Si l'on fait varier la direction de la pression de manière à passer d'un champ dans un autre, on remarque que les électricités changent de signe au moment où l'on traverse la limite des deux champs voisins. Il en résulte donc qu'une pression exercée suivant l'une des trois directions séparant les champs voisins ne doit produire aucun phénomène piézo-électrique, et que le maximum d'électricité doit se dégager lorsque la pression s'exerce suivant les bissectrices des angles de ces trois axes de piézo-électricité nulle.

Les directions de maximum de piézo-électricité coïncident plus ou moins avec les axes latéraux du quartz qui réunissent ses arêtes latérales.

On peut imaginer que les axes de piézo-électricité maxima représentent les trois directions de polarisation naturelle et marquer leurs extrémités alternativement par les signes + et —, correspondant aux charges que la pression y fait naître. Le signe reste le même pour tout le champ dans lequel se trouve l'extrémité de l'axe.

Lorsqu'on soumet un morceau de quartz à l'action inductrice de l'électricité statique, de manière que les lignes de force, sans être parallèles à un axe de piézo-électricité nulle, soient dirigées normalement à l'axe principal, la polarisation naturelle devrait être modifiée par l'action de ces forces et en même temps la double réfraction des rayons, normaux à l'axe principal et aux lignes de force, devrait augmenter ou diminuer d'après l'hypothèse énoncée plus haut; les sens de ces effets dépendraient du champ dans lequel se trouvent les lignes de force et de leur sens.

D'après la même hypothèse, aucun changement de biréfringence ne devrait avoir lieu dans le cas où les lignes de force suivraient la direction d'un axe de piézo-électricité nulle. Toutes ces conclusions ont été confirmées par l'expérience.

Voici comment les expériences ont été faites : deux parallélépipèdes de quartz pur de $0^m,02$ de longueur et de $0^m,012$ d'épaisseur, ne présentant aucune déformation, sont taillés de manière que leur direction longitudinale coïncide à peu près avec celle d'un axe horizontal; deux faces latérales sont perpendiculaires à l'axe principal, les deux autres parallèles à cet axe et à peu près parallèles à l'axe horizontal. Au milieu des faces terminales on a percé des

trous de 0,002 de profondeur, laissant entre eux une couche de $0^m,002$ d'épaisseur. Les deux quartz sont collés l'un contre l'autre de manière que leurs axes principaux soient perpendiculaires entre eux : l'un des quartz se trouve dans le champ électrique, tandis que l'autre sert à compenser la biréfringence naturelle du premier. La lumière du sodium, polarisée à 45° des axes principaux, entre dans le cristal normalement au plan contenant l'axe principal et l'axe secondaire, par conséquent normalement aux faces latérales du cristal. Le champ de vision, entre deux nicols croisés, est presque uniformément obscur.

Dans les trous du cristal soumis à l'essai, on introduit deux gros fils de cuivre (de $0^c,15$ d'épaisseur), mis en rapport avec les électrodes d'une machine de Holtz. A l'aide d'une dérivation on règle la différence de potentiel entre les fils de cuivre. Un commutateur permet de changer rapidement le sens de l'électrisation. L'effet de l'électricité sur la lumière qui traversait le quartz était comparé à celui que produisait la compression d'une plaque de verre placée entre le cristal et l'analyseur. On sait qu'une plaque de verre comprimée se comporte, au point de vue de ses propriétés optiques, comme un cristal négatif, dont l'axe principal coïncide avec la direction de la pression ; le quartz est un cristal positif.

Après les expériences sur la variation de la biréfringence, on a soumis les quartz à des essais piézo-électriques, et les résultats de toutes les expériences peuvent se résumer ainsi : la double réfraction du quartz augmente lorsqu'on charge d'électricité positive l'extrémité de l'axe horizontal, qui deviendrait négative par une compression exercée dans la direction de cet axe, et qu'on charge négativement l'autre extrémité. La biréfringence diminue lorsque le sens de la charge est contraire au précédent.

D'après l'hypothèse de la polarisation intérieure naturelle, dont la direction dans le quartz paraît coïncider avec celle des axes horizontaux, les phénomènes piézo-électriques ne seraient que l'effet d'une modification de cette polarisation ; il en résulterait donc que l'extrémité qui devient négative par la compression est celle que regarde le côté négatif des particules polarisées.

La polarisation doit augmenter lorsqu'on charge cette extrémité par l'électricité positive. Or nous avons trouvé précédemment qu'une pareille charge fait augmenter la double réfraction. On

arrive ainsi à ce résultat que la double réfraction du quartz augmente ou diminue suivant que les forces électriques extérieures produisent un accroissement ou une diminution de polarisation naturelle.

L'auteur a fait une autre série d'expériences dans le but de prouver que la double réfraction du quartz n'est pas modifiée, lorsque les lignes de force suivent la direction d'un axe de piézo-électricité nulle ou celle de l'axe principal. Les expériences ont été faites avec deux quartz, l'un taillé perpendiculairement à la bissectrice de l'angle de deux axes secondaires (de piézo-électricité maxima), l'autre perpendiculairement à l'axe principal. Ces expériences ont pleinement confirmé les prévisions de l'auteur.

Restait à vérifier d'une manière directe l'existence de trois directions de piézo-électricité nulle. A cet effet, l'auteur se sert de deux quartz, l'un taillé en plaque circulaire (de $0^c,58$ d'épaisseur et $1^c,8$ de diamètre), les faces étant perpendiculaires à l'axe principal, l'autre formant une sphère de 3^c de diamètre; tous les deux étaient presque complètement purs. Les expériences avec la plaque ont démontré l'existence dans le quartz de trois directions de piézo-électricité nulle; ces directions se coupent à 60° et coïncident presque avec les bissectrices des angles des axes horizontaux (l'erreur ne dépasse pas 1°).

Dans les expériences avec la sphère, on s'arrangeait de manière à produire la compression dans la direction d'un diamètre. On se servait à cet effet d'un support de microscope : la sphère était comprimé entre le porte-objet et le tube convenablement disposé pour ce but.

Nous citerons les résultats des expériences.

1. En recherchant les points de charge piézo-électrique nulle, ces points étaient marqués à l'encre de Chine, on a trouvé que tous ces points étaient disposés sur trois méridiens se coupant suivant l'axe principal et divisant la sphère en six champs de 60° à peu près. Ces méridiens contiennent les axes de piézo-électricité nulle. Ce sont donc des plans de piézo-électricité nulle.

2. Une pression produite dans l'un des champs fait toujours naître l'électricité de même signe aux endroits de l'application de

la force; ce signe change avec le champ. On peut donc ainsi marquer les champs par les signes alternatifs : + — + — + —. La direction de piézo-électricité maxima est celle des bissectrices des angles des axes de piézo-électricité nulle.

3. Lorsqu'on exerce une pression dans la direction d'un axe de piézo-électricité nulle, on n'a aucune charge aux extrémités de l'axe, mais la sphère se trouve partagée par le plan de piézo-électricité nulle qui contient cet axe en deux moitiés chargées d'électricités contraires, la moitié contenant deux champs positifs étant électrisée positivement et l'autre moitié négativement. Le maximum de la charge se trouve aux extrémités de l'axe de piézo-électricité maxima perpendiculaire à celui suivant lequel s'exerce la pression.

4. Une pression exercée dans la direction d'un axe de piézo-électricité maxima partage aussi la sphère par un plan de piézo-électricité nulle normal à cet axe en deux moitiés chargées d'électricités contraires. Le signe de chacune des moitiés est celui des champs qui contiennent les extrémités de l'axe dirigé dans le sens de la pression. Le maximum de la charge apparaît aux points d'application de la force.

On comprime la sphère suivant une direction intermédiaire entre deux axes voisins, l'un de piézo-électricité maxima et l'autre de piézo-électricité nulle, cette direction étant toujours perpendiculaire à l'axe principal. La sphère est encore partagée en deux moitiés, mais le plan sécant n'est ni parallèle ni perpendiculaire à la pression : il se trouve dans l'angle aigu formé par la direction de la pression et de l'axe de piézo-électricité nulle suivant l'axe maximum le plus voisin. L'angle aigu formé par la direction de la pression et le plan sécant devient de plus en plus petit à mesure que celle-ci se rapproche de l'axe de piézo-électricité nulle. Lorsqu'on fait varier la direction de la pression de manière à passer d'une direction de piézo-électricité maxima à celle de piézo-électricité nulle, le plan sécant tourne autour de l'axe principal d'un angle de 90°. Le signe de la charge est déterminé par le signe des champs dans lesquels se trouvent les points comprimés.

Si la pression agit suivant la bissectrice de l'angle formé par

un axe de piézo-électricité maxima et l'axe voisin de piézo-électricité nulle, le plan partageant la sphère forme avec la direction de la pression un angle qui s'écarte peu de 45°. Le maximum de piézo-électricité se trouvait aux extrémités du diamètre normal à ce plan *diviseur*, c'est-à-dire dans ce cas aux extrémités d'un axe de piézo-électricité nulle.

6. On produit la compression suivant une direction entre l'axe d'électricité maxima et l'axe principal. La sphère se partage en deux moitiés chargées d'électricités contraires par le plan de piézo-électricité nulle qui est normal au plan passant par l'axe principal et la direction de la pression. Le signe de la charge dépend de celui du champ dans lequel se trouvent les points d'application de la force.

7. Une pression exercée dans une direction autre que les précédentes, mais ne coïncidant pas avec l'axe principal, partage toujours la sphère en deux moitiés chargées d'électricités contraires.

8. Une pression suivant l'axe principal fait naître de faibles quantités d'électricité dans les six champs, avec le signe correspondant; les points d'application de la force restent non chargés.

L'auteur s'est assuré que les indications de son électroscope (de Fechner) étaient bien dues à la charge des points de la surface du cristal avec lesquels on le mettait en communication, et que l'influence des points de la surface éloignés était, sinon négligeable, au moins trop faible pour changer la nature qualitative des résultats.

Des expériences électro-optiques ont prouvé qu'une charge dans la direction d'un axe de piézo-électricité nulle produit deux déformations contraires suivant deux directions situées à 45° de cet axe. C'est le phénomène inverse de celui décrit sous le n° 5. En effet, on a vu que les extrémités de l'axe de piézo-électricité nulle se chargent d'électricités contraires lorsqu'on exerce une pression normale à l'axe principal et formant un angle de 45° avec celui de piézo-électricité nulle.

Pour ces expériences on s'est d'abord servi de la plaque taillée

normalement à l'axe de piézo-électricité nulle, qu'on examinait avec un microscope polarisant pendant qu'on la soumettait à l'action d'un champ électrique dirigé suivant l'axe de piézo-électricité nulle. On a constaté que les cercles concentriques à l'extrémité de l'axe principal se transformaient en ellipses dont les axes formaient des angles de 45° avec la direction des lignes de force. Les axes des ellipses se permutaient avec le changement de la direction du champ. L'auteur a fait une autre série d'expériences avec un petit cylindre de quartz dont l'axe coïncidait avec l'axe principal du cristal. Une électrode se trouvait dans l'axe du cylindre, une autre sur sa surface latérale (cette surface était entourée de mercure). On s'est arrangé de manière à voir dans le microscope le premier cercle extérieur concentrique à l'électrode et l'on a pu constater que, pendant l'électrisation, six points du cercle seulement étaient restés en place, ces six points correspondant aux extrémités des axes de piézo-électricité nulle; tout le reste du cercle se déformait. M. KROUCHKOLL.

JULIUS ELSTER et HANS GEITEL. — Notiz über trockene Ladungssäulen (Note sur les couples secondaires secs); *Wied. Annalen der Physik*, t. XIX, p. 489; 1883.

Une pile sèche formée de disques enfilés par un gros fil de soie est disposée entre les conducteurs d'une machine de Holtz en activité; le pôle cuivre reçoit l'électricité positive, le zinc la négative.

La tension aux pôles de la pile qu'on isole ensuite se trouve considérablement augmentée; elle peut donner plusieurs décharges et ne revient à son état primitif qu'au bout de quelques heures.

Il y a là quelque chose d'analogue aux phénomènes des piles secondaires de Planté. On obtient en effet des charges considérables à l'aide de piles sèches faites simplement de disques de plomb séparés par du papier couvert de bioxyde de plomb sur les deux faces.

On obtient pendant les dix premières minutes des étincelles de 1^{mm}, puis la tension aux pôles décroît assez vite; mais elle est encore sensible au bout de vingt-quatre heures.

L'appareil joue le rôle d'un accumulateur chargé par une machine électrique qui remplace la machine dynamo-électrique.

ABEL BUGUET.

R. NASINI. — Studi sul potere rotatorio dispersivo delle sostanze organiche (Études sur le pouvoir rotatoire dispersif des substances organiques); *Atti della R. Accademia dei Lincei,* 3e série, t. XIII, p. 129-159; 1882.

Cette étude se rapporte à la santonine et à ses dérivés.

Dans tous les cas étudiés par l'auteur, la formule de Cauchy et de Boltzmann,

$$\alpha_\lambda = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4} + \frac{C}{\lambda^6} + \dots,$$

donnant le pouvoir rotatoire moléculaire en fonction de la longueur d'onde, s'est trouvée applicable. Pour les substances peu dispersives, une formule à deux constantes positives est suffisante; il faut une formule à trois termes pour les substances très dispersives et, dans le cas d'une dispersion anomale, l'une au moins des constantes est négative.

On n'observe aucune relation simple entre la grandeur des coefficients A, B, C, la composition chimique, la nature ou la quantité du dissolvant, etc.

E. BOUTY.

NATURE.

Tomes XXVI, XXVII. — Mai 1882-avril 1883.

1er SEMESTRE.

REGNARD. — Lampe non électrique à incandescence, p. 108.

Un courant d'air, chargé de vapeurs de pétrole, est lancé dans un bec Bunsen fermé à la partie supérieure par une toile de platine qui devient rapidement incandescente. Le bec peut être terminé par un tube recourbé et servir comme source de lumière dans les appareils de projections; son emploi est très peu coûteux.

G. MORGAN ELDRIGE. — Nouveau thermographe, p. 163.

Dans un thermomètre à mercure dont la tige est ouverte, plonge une aiguille d'acier portée par une tige à crémaillère, commandée elle-même par un double mouvement d'horlogerie. Lorsque la pointe touche le mercure, un électro-aimant embraye les mécanismes et la tige monte d'un demi-pouce environ, puis elle redescend et revient de nouveau en contact avec le mercure. A ce moment, un second électro-aimant attire une pointe qui marque un point sur une feuille de papier quadrillé. On obtient ainsi une courbe pointillée dont les abscisses correspondent au temps, et les ordonnées aux températures. Un peu d'huile ou de glycérine à la surface du mercure empêche son oxydation.

W.-H. STONE. — Dynamomètre pour les courants alternatifs d'intensité moyenne, p. 201.

L'appareil ne diffère de l'électrodynamomètre ordinaire que par la légèreté de la bobine mobile, fabriquée avec un fil très fin d'aluminium isolé par de la cire et du vernis photographique.

La suspension bifilaire est formée de deux fils d'argent doré employés dans la fabrication des galons; ces fils sont aussi fins que ceux de platine et sont beaucoup plus conducteurs. L'appareil est très sensible et beaucoup moins dispendieux que celui de Weber. L'emploi des fils d'aluminium est tout naturellement indiqué dans les cas analogues, puisqu'ils sont à la fois légers et bons conducteurs.

FRANCIS GALTON. — Instrument à vision directe pour l'observation des mouvements rapides, p. 249.

La rétine est beaucoup plus sensible que les plaques photographiques : elle doit donc permettre de distinguer les diverses attitudes correspondant à un mouvement rapide à la seule condition d'empêcher la superposition des images.

L'instrument décrit par M. Galton se compose d'une boîte métallique munie d'un œilleton; dans cette boîte est placé un

levier mobile autour d'un axe horizontal, et maintenu par un ressort; on peut abaisser ce levier comme l'un des pistons d'un instrument de musique. Il porte à la partie antérieure deux fentes qui viennent passer très rapidement l'une après l'autre devant l'œil; ces fentes sont munies de prismes analogues à ceux du stéréoscope, de façon que l'image fournie par l'une soit déviée à droite et que l'image fournie par l'autre soit déviée à gauche. L'auteur estime qu'avec son instrument, qui est susceptible de perfectionnements, la vision ne dure que $\frac{1}{500}$ de seconde.

E.-C. PICKERING. — Photomètre à lame d'épaisseur variable, p. 259.

Ce photomètre, construit par Pritchard, est employé surtout dans la photométrie stellaire. Il se compose d'un prisme à angle très aigu en verre, d'une teinte neutre, achromatisé par un prisme ordinaire; on peut le placer devant l'objectif d'une lunette quelconque. On fait glisser ce prisme à l'aide d'un bouton, de façon que les rayons lumineux traversent des épaisseurs variables de verre coloré et l'on détermine l'éclat d'une étoile, soit en mesurant le déplacement du prisme qui la fait disparaître, soit à l'aide d'un fil parallèle aux arêtes du prisme, en notant le temps écoulé entre le passage de l'étoile au fil et sa disparition. Dans l'une et l'autre méthode on prend comme terme de comparaison des étoiles de grandeur connue.

J.-F. DONNELLY. — Spectroscope météorologique, p. 501.

Dans ce spectroscope de poche, les trois prismes sont placés au minimum de déviation pour la raie C; la dispersion permet d'apercevoir facilement les bandes de pluie voisines de D. En avant de la fente se trouve une lentille qui projette sur cette fente l'image des régions du ciel que l'on veut observer; cette disposition, recommandée par M. Lockyer, permet d'éviter des confusions assez fréquentes dans ce genre d'observations.

ANDREW GRAY. — Graduation des galvanomètres pour la mesure des courants et des potentiels en unités absolues; 2e semestre, p. 32, 105, 319 et 339.

ANDREW GRAY. — Galvanomètres gradués de Sir W. Thomson, p. 506.

I. L'un de ces appareils est destiné à la mesure de la différence de potentiel entre deux points d'un circuit, l'autre à la mesure de l'intensité des courants.

Le premier est composé d'une bobine B de fil de maillechort disposée en forme d'anneau et dont la résistance est assez considérable (6000 ohms) pour que, en plaçant cette bobine en dérivation entre les deux points d'un circuit dont on veut mesurer la différence de potentiel, l'intensité du courant principal ne soit pas sensiblement modifiée. La bobine B est fixée verticalement dans une planchette horizontale qui porte une rainure passant par le centre de l'anneau et perpendiculaire à son plan. Dans celle-ci on peut faire glisser un magnétomètre formé de quatre aiguilles de $0^{m},01$ de longueur, portées par une chape d'aluminium mobile autour d'un axe vertical; un aimant demi-circulaire, perpendiculaire aux aiguilles mobiles, permet de faire varier la sensibilité de l'appareil. Dans le même but on fait varier la distance du magnétomètre à l'anneau suivant la grandeur de la différence des potentiels à mesurer; la planchette porte des traits correspondant à des positions du magnétomètre, telles que les déviations correspondant à 1 volt dans un champ magnétique d'intensité horizontale égale à 1 soient entre elles comme les nombres 8, 4, 2, 1, $\frac{1}{2}$, etc.

Le second appareil ne diffère du premier qu'en ce que la bobine est formée d'une lame de cuivre faisant seulement six tours isolés par de l'amiante. Sa résistance est donc en général négligeable par rapport à celle des circuits où on l'insère; elle ne modifie pas l'intensité des courants et peut en fournir la mesure en ampères. Un mode particulier d'attache des fils de communication rend facile l'emploi de ces deux appareils.

II. Après avoir rappelé en détail les méthodes de Gauss, les calculs relatifs à la boussole des tangentes et la définition des diverses unités, M. Gray étudie ensuite la graduation des galvanomètres de Thomson à potentiels et à ampères. Cette graduation peut être obtenue de plusieurs manières.

1° On dispose en série : 1° une pile de Daniell d'un nombre d'éléments suffisant; 2° un galvanomètre absolu A; 3° le galvanomètre à potentiels B qu'il s'agit de graduer, et l'on règle la résistance totale et la position du magnétomètre de telle sorte que les deux galvanomètres présentent une déviation d'environ 45°. Connaissant l'intensité I du courant par le galvanomètre absolu A, la résistance R de la bobine du galvanomètre à potentiel B par une mesure séparée, on en déduit la différence de potentiel IR entre les deux extrémités du fil de ce galvanomètre B. Il suffit alors d'avoir mesuré l'intensité horizontale du champ magnétique terrestre pour pouvoir calculer la déviation que possédait le magnétomètre dans sa position actuelle, si la différence de potentiel aux deux extrémités du fil de B était de 1 volt, et si l'intensité horizontale du champ magnétique terrestre était égale à l'unité C.G.S. On cherche ensuite les positions du magnétomètre pour lesquelles la déviation devient double, quadruple, se réduit à moitié, etc., sans que la différence de potentiel aux extrémités du fil de B soit modifiée, et on les marque sur la planchette.

2° On réunit les extrémités du galvanomètre B à deux points d'un circuit comprenant une pile de Daniell d'un petit nombre d'éléments et un galvanomètre absolu A, et l'on règle les résistances et la position du magnétomètre, de sorte que les déviations soient d'environ 45°. Soient alors V la différence de potentiel entre les deux extrémités du fil de B, ρ la résistance comprise sur le circuit principal entre les points d'attache de B; on démontre aisément que

$$V = \frac{\rho R}{R + \rho} I,$$

ce qui permet de déterminer, comme précédemment, la déviation de B correspondant à un volt dans un champ magnétique d'intensité 1, etc.

On a recours à des procédés analogues pour la graduation du galvanomètre à ampères.

On pourrait aussi se fonder sur la détermination du poids de cuivre électrolysé par le courant dans un temps déterminé.

W. BARRETT. — Variation des dimensions des métaux magnétiques dans l'aimantation, p. 585.

A. GRAY. — Même sujet, p. 625.

Le cobalt s'allonge toujours de la même quantité, quel que soit le nombre d'aimantations; cet allongement est égal à $\frac{1}{425000}$, tandis que celui du fer est $\frac{1}{200000}$; le nickel, au contraire, se raccourcit de $\frac{1}{130000}$; le changement de sens du courant ne modifie pas les résultats. Le volume semble invariable; cependant, pour le nickel, il diminue d'environ $\frac{1}{10000000}$ au moment où le courant cesse. Une variation de température de 50° ne modifie pas ces variations de longueur.

M. Gray fait observer que les expériences de M. Barrett sont d'accord avec celles de M. W. Thomson, les siennes propres et celles de son frère Th. Gray, relatives au fer doux et au nickel, métaux pour lesquels une pression longitudinale augmente le magnétisme jusqu'à une certaine valeur de la force magnétisante, tandis qu'une pression transversale diminue l'aimantation. L'accord ne subsiste pas pour le cobalt, mais les expériences de Sir W. Thomson sur ce métal ont été faites dans des conditions complexes; MM. Gray se proposent de les reprendre.

W. ABNEY et LANGLEY. — Lumière du Soleil et des nuages à une grande altitude, p. 586.

M. Abney a constaté, sur des photographies prises à de grandes altitudes, que le ciel paraît sombre et presque noir par rapport aux objets brillants qui se projettent sur lui, et que le spectre qu'il fournit se réduit à quelques raies violettes et ultra-violettes, tandis qu'au niveau de la mer le spectre de la lumière réfléchie par le ciel est sensiblement complet. M. Abney attribue cette différence à la faible quantité de vapeur d'eau que contiennent les régions supérieures de l'atmosphère.

M. Langley a étudié, avec un bolomètre extrêmement sensible, la distribution d'énergie dans le spectre solaire, principalement dans la région infra-rouge, car dans la région ultra-violette cette énergie est presque nulle. La limite inférieure des parties obser-

vées est $\lambda = 2^{\mu},80$, 2 octaves au-dessous de la raie A, et, comme cette région est très resserrée par le prisme, les observations ont été faites principalement avec les réseaux concaves de M. Rowland. Dans cette région on remarque deux bandes d'absorption très nettes vers 140 et 180, signalées déjà par M. Abney.

En comparant le spectre obtenu au niveau de la mer et à diverses altitudes à Alleghany, on remarque une augmentation d'intensité des rayons bleus : il est donc probable que le Soleil, observé en dehors de notre atmosphère, présenterait une teinte bleuâtre. Il semble aussi que l'atmosphère solaire se comporte comme la nôtre, en sorte que, d'après l'auteur, le Soleil serait nettement bleu si on l'observait directement.

W. ABNEY. — Énergie dans la région infra-rouge du spectre, 2e semestre, p. 15.

La photographie de la région infra-rouge du spectre nécessite l'emploi d'un sel exerçant une absorption sur les rayons correspondants : on emploie avec avantage du bromure d'argent dans un état particulier, tel que la couche sensible paraît bleue par transmission. La préparation des plaques et le développement de l'image nécessitent, d'après l'auteur, des précautions extrêmes pour lesquelles nous renverrons le lecteur au Mémoire original.

On a photographié ainsi la région comprise entre les longueurs d'onde $0^{\mu},76$ et $1^{\mu},300$, soit avec un prisme, soit mieux avec un réseau de Rutherfurd, à condition de se débarrasser des spectres supérieurs au premier, soit par des prismes, soit par des absorbants.

Une des bandes les plus remarquables, 8600, correspondant à la benzine ou à ses dérivés, a été observée au Riffel (8500 pieds) avec plus d'intensité encore qu'au niveau de la mer; il faut donc en conclure l'existence d'hydrocarbures, soit dans l'atmosphère, soit au delà. D'autres raies non étudiées semblent appartenir à des composés non métalliques, facilement volatils.

TAIT. — Mesure expérimentale du pouvoir absorbant des gaz pour la chaleur, p. 639.

La condensation qui se produit sur les parois des vases rend difficile la mesure directe du pouvoir absorbant que les vapeurs

exercent sur les radiations calorifiques. M. Tait tourne la difficulté en mesurant l'augmentation de pression du gaz ou de la vapeur. Pour cela, il place le gaz dans un tube entouré d'une double enveloppe remplie d'eau froide, fermé en haut par une caisse dans laquelle circule de la vapeur d'eau et muni en bas d'un manomètre.

Le gaz oléfiant donne une variation de pression un peu plus faible que l'air sec; l'air humide agit beaucoup moins que les deux précédents. L'absorption par la vapeur est donc très petite et pourrait être déterminée en cherchant à produire des mélanges d'air et de gaz oléfiant capables de produire la même absorption que l'air saturé à diverses températures.

L'appareil, quoique très grossier, semble donner de bons résultats.

2e SEMESTRE.

F.-G. SMITH. — Modification de l'électroscope à feuilles d'or, p. 102.

L'appareil est beaucoup moins sensible à l'humidité si l'on remplace le tube de verre qui isole d'habitude la tige métallique, soit par un tube d'ébonite, soit par une spirale plate taillée dans une feuille d'ébonite et fixée à la partie supérieure de la cloche. Lorsque l'appareil est trop chargé, on peut réduire la charge à volonté en plaçant une bougie allumée à une petite distance du bouton sans le toucher.

SABINE. — Photomètre à diaphragmes et à lame d'épaisseur variable, p. 201.

Dans un tube muni d'un oculaire, se trouve un disque en verre dépoli éclairé par une lampe à pétrole, sauf dans la région centrale devant laquelle est placé un petit miroir. Ce miroir renvoie sur le disque la lumière de la source à étudier et le faisceau réfléchi traverse un prisme semblable à celui de Pritchard, dont on règle la position de façon que l'éclairement du champ paraisse uniforme. Si la lampe est trop brillante, on limite par des diaphragmes la quantité de lumière qu'elle envoie sur la plaque.

On peut ajouter à l'oculaire une série de verres colorés.

W. THOMSON. — Mesures photométriques approximatives du Soleil, de la Lune, d'un ciel nuageux, de la lumière électrique et d'autres sources artificielles, p. 277.

D'après les expériences de Pouillet, on peut évaluer à 50 chevaux l'énergie émise par pouce carré de la surface solaire. Une lampe Swan, alimentée par un courant de $1^{amp},4$, avec une différence de potentiel de 40 à 45 volts entre ses extrémités et donnant 20 bougies, correspond à $\frac{3}{4}$ de cheval par pouce carré embrassé par le contour du fil, environ 67 fois moins que le Soleil. La comparaison de cette lampe avec le platine fondu étudié par M. Violle montre que l'énergie est sensiblement la même dans les deux cas.

La Lune nous envoie à peu près $\frac{1}{4}$ de la lumière incidente; la lumière émise par la pleine Lune équivaut à 1 bougie à $2^m,30$ de distance; la quantité totale de lumière que nous recevons de la Lune est la même que si on supposait l'hémisphère tourné vers nous recouvert complètement de bougies occupant chacune une surface de 5^{cq}.

La lumière d'un ciel nuageux à York vers 10^h du matin, passant par une ouverture de 1 pouce carré, équivaut environ à 1 bougie.

La lumière du Soleil étudiée, le 8 décembre, à Glasgow, s'est trouvée 24 fois plus brillante qu'une lampe Swan donnant 240 bougies par cheval. En déterminant la surface éclairante d'une bougie, on peut donc comparer l'éclat du Soleil à celui d'une bougie et l'on trouve 53000 bougies, valeur trois fois plus grande que celle indiquée par Arago. Cet éclat est à peu près soixante-dix mille fois plus grand que celui de la Lune dans l'observation citée plus haut.

GORE. — Corrosion chimique des cathodes, p. 326. — Balance électrolytique de corrosion chimique, p. 374.

Un métal plongé dans un liquide qui le dissout peut être protégé contre cette attaque par un courant d'intensité convenable, en employant le métal comme cathode. Les expériences ont été faites avec des lames d'argent et un mélange en proportion variable de cyanure de potassium et de cyanure d'argent.

On mesure la corrosion par l'intensité du courant capable de faire apparaître sur la plaque le plus léger dépôt d'argent possible; cette limite a été nommée par l'auteur la *balance électrolytique* de la

corrosion chimique. Elle dépend des proportions du mélange, des impuretés des sels, de la température, etc. Un courant énergique est d'autant plus efficace que le liquide est plus chaud; ces conditions sont très complexes.

On peut conclure de là que, dans une décomposition de ce genre, il y a souvent passage de courant sans dépôt d'argent; cette remarque est utile soit dans l'argenture, soit dans la mesure des courants par un voltamètre à sels d'argent. Il y aurait lieu d'étendre cette étude aux autres métaux.

H. MAC LEOD. — Action de la lumière sur le caoutchouc, p. 312.

Sur quatre portions d'un même tube de caoutchouc, deux furent enfermées dans des tubes scellés, les deux autres dans des tubes bouchés avec du coton; un tube de chaque espèce fut placé dans l'obscurité, et les deux autres dans un endroit éclairé. Au bout de quelques mois le caoutchouc enfermé dans le tube bouché par du coton et exposé à la lumière était seul devenu cassant, les autres étaient à peu près inaltérés. Cette altération est donc produite par l'action simultanée de l'air et de la lumière. C. DAGUENET.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XX, n° 12; 1883.

R. BUNSEN. — *Condensation de l'acide carbonique sur des parois de verre polies*, p. 545.

C. BENDER. — *Observations sur la densité des solutions salines normales*, p. 560.

E. LOMMEL. — *Loi de la dispersion rotatoire*, p. 578.

A. KUNDT. — *Méthode simple pour l'étude de la thermo-actino et piézo-électricité des cristaux*, p. 592.

D. KAEMPFER. — *Mesure des forces électriques au moyen du tourniquet électrique*, p. 601.

S. KALISCHER. — *La condensation de la vapeur d'eau est-elle accompagnée d'une production d'électricité?* p. 614.

V. Strouhal et Barus. — *Influence de la trempe de l'acier sur la capacité d'aimantation*, 621.

V. Strouhal et Barus. — *Influence du recuit sur la puissance rétentive des aimants*, p. 662.

A. Guébhard. — *Rectification à un Mémoire de M. Voigt*, p. 684.

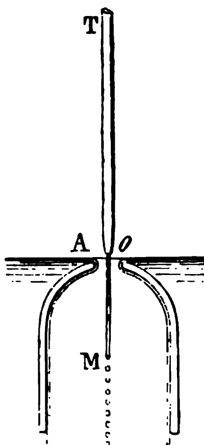
C. Bohn. — *Sur les mesures absolues*, p. 690.

W. Holtz. — *Expérience de cours pour prouver que les métaux en particulier absorbent peu les rayons calorifiques*, p. 703.

ERRATUM.

La *fig.* 3 *bis* ci-jointe se rapporte au Mémoire de MM. Bichat et Blondlot : *Sur*

Fig. 3 *bis*.



la mesure de la différence de potentiel des courbes électriques qui recouvrent deux liquides au contact, t. II, 2e série de ce Recueil, p. 533. Elle aurait dû être placée en regard de la *fig.* 3, p. 538, dont elle représente un détail amplifié.

DÉFINITION PHYSIQUE ET DÉTERMINATION DES TEMPÉRATURES ABSOLUES;

Par M. G. LIPPMANN.

1. On sait que les thermomètres le plus fréquemment employés sont fondés sur la dilatation d'une substance convenablement choisie, telle que l'air ou le mercure; on sait également que les échelles ainsi construites varient avec la nature de la substance utilisée : ainsi l'air, l'hydrogène, le mercure et l'alcool fournissent quatre échelles centigrades qui ne sont pas identiques.

Si l'on prenait pour phénomène thermométrique, au lieu de la dilatation, une variation de pression, une tension de dissociation, une force thermo-électrique, on obtiendrait de nouvelles échelles, ou plutôt de nouvelles séries d'échelles thermométriques variables, tant avec la nature du phénomène qu'avec la nature des substances mises en œuvre.

On peut donc imaginer une infinité d'échelles thermométriques qui sont toutes distinctes : une même température s'y trouve représentée par des nombres qui ne sont ni identiques, ni proportionnels entre eux.

Ce défaut de proportionnalité tient à ce que ces nombres ne mesurent pas les températures : ils servent seulement à les désigner, à les repérer.

C'est qu'en effet ni les températures ni les intervalles de température ne sont des grandeurs mesurables au sens propre de ce mot. Mesurer une grandeur, c'est trouver son rapport à une grandeur de même espèce prise pour unité. Or on peut remarquer que les seules grandeurs physiques susceptibles de mesure sont celles dont on peut construire les multiples : il faut pouvoir prendre n exemplaires de l'unité choisie et en effectuer l'addition. C'est ainsi que l'on construit une règle divisée, une boîte à poids, une série graduée de résistances électriques. Mais on ne saurait de la même manière ajouter un intervalle de température à lui-même.

Il semble donc au premier abord que toute échelle thermométrique doive dépendre des propriétés de quelque substance particulière, de celle même qui aura servi à la construire, et que, par

suite, on ne puisse sortir de l'arbitraire. Cependant, nous possédons, grâce à S. Carnot, une échelle thermométrique dite *absolue,* laquelle doit son nom à ce qu'elle est indépendante du choix de la substance thermométrique qui a servi à la construire. Cette échelle absolue est fondée sur la mesure du *travail mécanique* fourni par les machines thermiques.

On sait que l'on appelle *machine thermique* un système capable de fonctionner indéfiniment en convertissant de la chaleur en travail. Ainsi une machine de Gramme mue par un courant thermoélectrique, ou bien un corps dont on fait varier périodiquement la température et dont les dilatations et contractions successives produisent du travail, constituent des machines thermiques. Le fonctionnement d'une machine thermique suppose toujours l'intervention de deux corps A et B, qui doivent nécessairement être à des températures différentes.

Le corps le plus chaud est destiné à fournir de la chaleur au système qui travaille, et le corps le plus froid est destiné à lui en prendre, de façon à maintenir ou à ramener ce système à son état primitif et à lui permettre ainsi de recommencer indéfiniment son fonctionnement.

Si les températures entre lesquelles fonctionne la machine diffèrent infiniment peu, la quantité de travail rendue par la machine, en retour de chaque calorie fournie par le corps A, est infiniment petite. Si perfectionnés que l'on suppose les organes de la machine, on ne pourra faire dépasser à ce rendement en travail une valeur maxima infiniment petite.

Si l'intervalle entre les températures de A et de B est pris de plus en plus grand, ledit maximum de rendement devient également plus grand. A chaque couple de températures correpond une valeur du rendement maximum en travail, valeur que l'expérience fait connaître et qui peut s'exprimer par un nombre. Inversement donc, ce nombre caractérise l'intervalle employé et peut lui servir de mesure. On peut donc construire ainsi une échelle thermométrique, et de plus cette échelle se trouve être absolue, c'est-à-dire indépendante de la nature de la machine thermique.

En effet, le principe de Carnot nous apprend que « le rendement maximum est le même pour toutes le machines thermiques qui travaillent dans le même intervalle de température ». L'indé-

pendance dont nous avons parlé n'est donc autre chose que le principe de Carnot.

Carnot compare l'intervalle de température qui intervient dans les machines thermiques à la hauteur de chute de l'eau dans les moteurs hydrauliques. Étant donnés deux réservoirs d'eau entre lesquels la différence de niveau soit h mètres, un moteur hydraulique quelconque intercalé entre les deux réservoirs fournit, pour chaque kilogramme d'eau dépensé, un travail de h kilogrammètres au plus. Ce maximum peut être atteint, mais non dépassé, quelle que soit la construction du moteur; inversement, on peut, en mesurant le travail fourni, en conclure la hauteur de chute. C'est l'analogue de ce que l'on fait lorsqu'on prend le rendement en travail pour mesure de la hauteur de chute thermique.

Le travail de Sadi Carnot est de 1824; Sir W. Thomson proposa, en 1848, de fonder sur le principe de Carnot l'échelle absolue définie comme nous venons de le faire, puis il modifia plusieurs fois la forme de cette définition. Sans nous arrêter à faire l'historique de ces variantes, nous allons encore définir la température absolue sous une autre forme équivalente pour le principe à la précédente, et plus commode pour certaines applications.

Une machine thermique qui fonctionne entre les deux corps A et B, de températures différentes, met en jeu deux quantités de chaleur différentes, l'une Q prise au corps chaud, l'autre Q' cédée au corps froid. Or, il résulte du principe de Carnot que le rapport $\frac{Q'}{Q}$ a une valeur minima indépendante de la nature de la machine dans un intervalle de température donné.

En effet, la quantité de chaleur disparue et transformée en travail est $Q - Q'$; la quantité de travail produite est $(Q - Q')E$, en désignant par E l'équivalent mécanique de la chaleur; le rendement en travail pour chacune des Q calories, prises à A, est donc $\frac{(Q-Q')E}{Q}$. Et, puisque ce rendement atteint une valeur maxima indépendante de la nature de la machine, il s'ensuit que la fraction $\frac{Q'}{Q}$ jouit bien de la propriété indiquée ci-dessus.

La fraction $\frac{Q'}{Q}$ représente le rapport de la chaleur restituée à B à la chaleur dépensée par A. C'est, en d'autres termes, la fraction de

chaque calorie qui est restituée au réfrigérant, sans avoir été transformée en travail; et cette fraction caractérise l'intervalle de température employé d'une manière absolue, c'est-à-dire indépendant de la nature de la machine thermique. Convenons donc de la prendre pour mesure de cet intervalle.

Dans ce système, l'intervalle de deux températures données est représenté non par une différence, mais par un rapport, *le rapport des quantités de chaleur mises en jeu par une machine thermique parfaite, fonctionnant dans cet intervalle de température.*

Si l'on opère ainsi pour une série de températures, on obtient une série de nombres que nous désignerons par θ_1, θ_2, θ_3, θ_4, ... et qui correspondent aux différentes températures, c'est-à-dire que le rapport de deux d'entre eux représente l'intervalle des températures correspondantes.

Pour citer un exemple numérique, considérons quatre températures qui soient des points fixes, et inscrivons en regard les valeurs des températures absolues.

Nous obtenons le Tableau suivant:

	Températures absolues.
Température de fusion de la glace	245
» d'ébullition de l'eau sous la pression de 760^{mm}	335
» » de l'acide sulfurique	538
» » du soufre	1000

Ces nombres signifient qu'une machine thermique qui fonctionnerait entre la deuxième et la quatrième de ces températures restituerait au réfrigérant les $\frac{335}{1000}$ de la chaleur prise à la chaudière; entre la première et la troisième, la proportion de chaleur restituée serait $\frac{245}{538}$, et ainsi de suite.

Comme les rapports de ces nombres deux à deux sont seuls définis, il est indifférent de les multiplier par un même facteur arbitraire; ou, ce qui revient au même, on peut attribuer à l'un des nombres de la série une valeur arbitraire: les autres sont dès lors déterminés. Dans le Tableau ci-dessus, nous avons pris le nombre 1000 comme valeur de la température qui correspond à l'ébullition du soufre. Les températures absolues sont donc, à ce point de vue, analogues aux équivalents chimiques.

On peut remarquer que cette définition n'implique ni l'hypothèse d'un zéro absolu, ni la fiction des gaz parfaits. Elle nous est d'ailleurs imposée par l'usage même que l'on fait des températures absolues dans les formules de la Thermodynamique où l'on s'en sert exclusivement; la forme même des expressions analytiques où on la fait entrer implique précisément la signification physique que nous avons fait ressortir, et ne s'accorderait point avec une autre définition, avec celle, par exemple, qu'on fait intervenir pour les gaz parfaits.

Comment déterminer les valeurs de θ?

Comment exprimer la température absolue en fonction de la température vulgaire, c'est-à-dire des propriétés thermiques d'une substance quelconque?

Un premier mode de détermination se présente tout d'abord: c'est celui qui consisterait à faire fonctionner une machine thermique entre deux températures et à déterminer par des mesures calorimétriques les quantités de chaleur Q et Q' prises et rendues par la machine. C'est ainsi que M. Hirn a opéré sur la machine à vapeur; si la machine employée par M. Hirn avait été à détente complète, si elle avait par conséquent réalisé la condition du rendement maximum, l'expérience de M. Hirn eût fourni la valeur du rapport $\frac{Q'}{Q}$ qui représentait en valeur absolue l'intervalle de température utilisé.

Mais une pareille méthode suppose que l'on sache faire de bonnes mesures calorimétriques à toutes températures et que l'on ait construit un moteur thermique à rendement maximum : ce sont des conditions très difficiles à réaliser, la seconde surtout. En outre, on n'obtiendrait par cette méthode directe que des valeurs numériques des températures θ, tandis qu'il est plus commode et plus avantageux d'avoir des expressions analytiques de θ en fonction de la température vulgaire.

C'est donc ainsi qu'il est préférable de poser le problème; il nous reste à montrer comment on en trouve la solution.

(*A suivre.*)

RECHERCHES SUR LA DURÉE DE LA SOLIDIFICATION DU SOUFRE SURFONDU ET SUR UNE NOUVELLE VARIÉTÉ DU SOUFRE;

Par M. D. GERNEZ.

J'ai fait connaître, dans une Communication précédente ([1]), les particularités que l'on observe lorsqu'on étudie la durée de la solification du phosphore surfondu. J'ai montré que : 1° dans des tubes suffisamment étroits, maintenus à température constante, la durée de la solidification d'une colonne de longueur déterminée est toujours la même; 2° que cette quantité varie avec la température ambiante; 3° qu'elle est indépendante des actions diverses auxquelles on a soumis le phosphore fondu et qui ont pu déterminer une transformation partielle en phosphore rouge. J'ai soumis le soufre surfondu à une étude analogue, et je vais en indiquer les principaux résultats.

Le dispositif dont j'ai fait usage ressemble beaucoup à celui que j'ai utilisé dans le cas du phosphore, avec cette différence que, la durée de la solidification du soufre étant beaucoup plus grande, dans les mêmes conditions de température, il a suffi d'employer un chronomètre à pointage pour déterminer les durées avec une approximation convenable. Des expériences antérieures sur les variations qu'éprouve le point de solidification du soufre lorsqu'il a été diversement chauffé, ou lorsqu'il provient d'origines différentes, m'avaient montré que, dans une étude comme celle que j'entreprenais, il n'était possible d'espérer de résultats constants qu'à la condition de se placer toujours dans des conditions identiques et bien définies; je me suis donc astreint à employer, pour les expériences, une variété de soufre bien déterminée. J'ai employé du soufre octaédrique cristallisé par évaporation d'une solution dans le sulfure de carbone. On pulvérise les cristaux et on les chauffe à 95° pendant vingt-quatre heures pour leur enlever les dernières traces de sulfure de carbone, dont la présence eût modifié les résultats. On introduit ce soufre dans des tubes en U, dont le diamètre ne dépasse pas $0^m,002$, en ayant soin d'enlever les

([1]) *Voir* 2e série, t. II, p. 159 de ce Recueil.

parcelles de soufre solide adhérentes aux parois du tube, au-dessus du niveau où doit arriver le soufre fondu; on évite ainsi leur chute accidentelle dans le liquide surfondu et la solidification prématurée du soufre. Si l'on a pris la précaution de nettoyer l'intérieur des tubes par des lavages à l'acide sulfurique, à l'eau distillée et à l'alcool, puis de les sécher à chaud avant l'introduction du soufre, on pourra y chauffer le soufre sans voir d'innombrables bulles de gaz se coller sur les parois, et l'on évitera en même temps que les poussières organiques décomposées au contact du soufre ne lui communiquent une teinte rouge virant plus ou moins vers le noir et qui persiste après le refroidissement. Le liquide se présentera sous forme d'une colonne continue ([1]), dont la couleur, variable avec la température, sera d'un jaune clair dans le bain de surfusion.

Le problème est plus complexe dans le cas du soufre que dans celui du phosphore : j'ai montré en effet, depuis longtemps, que, suivant la forme cristalline de la parcelle de soufre qu'on introduit dans le soufre surfondu, on peut obtenir soit des prismes obliques à base rhombe, soit des octaèdres droits à base rectangulaire. Il y y a donc lieu de considérer : 1° le cas où l'on fait naître des prismes; 2° celui où l'on provoque la formation des octaèdres; il y a de plus un troisième cas comprenant l'étude du développement d'une nouvelle variété cristalline de soufre que j'ai découverte en me servant, comme moyen d'investigation, de la durée d'accroissement des cristaux dans le liquide surfondu.

I. — *Durée de la solidification des prismes.*

1° Considérons un tube à la surface duquel sont gravés des traits équidistants qui permettent de mesurer l'allongement des cristaux : supposons qu'on y ait fondu du soufre en le maintenant dans un bain de chlorure de calcium bouillant ou de paraffine à température T, maintenue constante pendant un temps τ, puis qu'on le retire de ce bain pour l'immerger dans un autre dont la température soit t, inférieure au point de fusion du soufre : le liquide restera sur-

([1]) S'il se formait un chapelet de bulles d'air au moment de la fusion, une secousse du tube chaud le ferait disparaître.

fondu. Après l'avoir maintenu en cet état pendant un temps τ', vient-on à y semer un cristal prismatique, dès qu'il touche la surface du liquide, il se développe de manière à envahir peu à peu toute la masse. On reconnaît que la région solidifiée augmente de longueurs égales pendant des temps égaux, si dans l'expérience le bain ambiant a été agité de manière que toutes les régions du tube soient bien à la même température. En réalisant la même expérience sur un nouveau tube dont le diamètre ne dépasse pas $0^m,002$, les valeurs de T, τ, t et τ' étant les mêmes, on trouve que la durée de l'allongement des cristaux pour l'unité de longueur est la même : c'est donc une *constante*.

2° Si, toutes choses étant égales d'ailleurs, on procède à des expériences sur des tubes n'ayant pas encore servi, en changeant seulement la valeur de t, température du bain où le soufre est maintenu en surfusion, on trouve des durées qui vont en croissant à mesure que cette température se rapproche du point de fusion du soufre. Voici quelques valeurs qui permettent de suivre la marche du phénomène pour $T = 129°,5$, $\tau = 5^m$ et $\tau' = 15^m$.

Températures du soufre surfondu	80°,9	83°,2	93°,4	95°,7	99°,8	100°,4
Durées de la solidification pour 10^{mm}	$0^s,20$	$0^s,22$	$0^s,29$	$0^s,36$	$0^s,47$	$0^s,50$
Températures du soufre surfondu	104°,7	105°,4	106°	107°,6	108°,9	110°,9
Durées de la solidification pour 10^{mm}	$0^s,77$	$1^s,04$	$1^s,19$	$2^s,14$	$2^s,91$	$3^s,84$

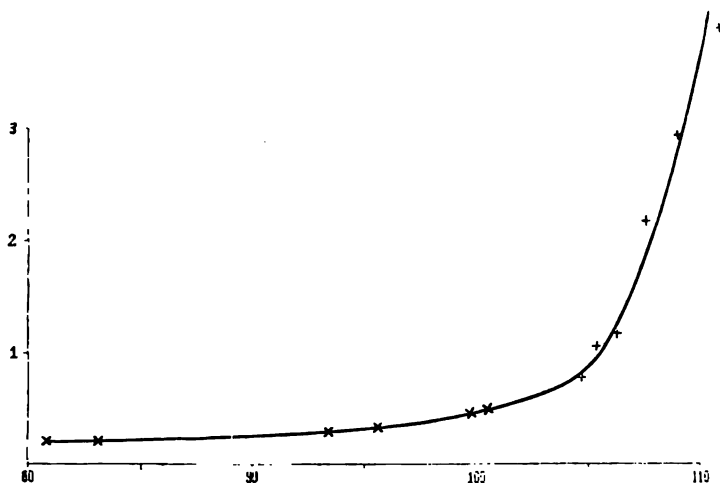
La courbe que l'on construit en prenant les températures comme abscisses et les durées de solidification comme ordonnées (*fig.* 1) a évidemment pour asymptotes l'axe des températures et l'ordonnée correspondant à la température du point de fusion du soufre considéré. Ces résultats sont analogues à ceux que présente le phosphore : il n'en est pas de même de ceux que je vais indiquer.

3° Au lieu de donner diverses valeurs à la température t, à laquelle on provoque la cristallisation des prismes, on peut maintenir cette température constante et faire varier successivement l'une

des trois quantités T, τ, τ', en ayant soin seulement que la durée du contact du tube avec le bain ambiant soit suffisante pour qu'il en ait pris la température; on reconnaît alors que la durée de la solidification dépend à la fois de toutes ces quantités, de sorte que le Tableau transcrit ci-dessus ne correspond qu'aux valeurs $T = 129^{\circ},5$, $\tau = 5^{m}$, $\tau' = 15^{m}$. Examinons l'influence des variations de τ, τ' et T.

Faisons d'abord varier la durée τ du séjour dans le bain où l'on

Fig. 1.



a fondu le soufre : voici les résultats de trois couples d'expériences comparatives dans lesquelles le soufre a été fondu à la même température $T = 129^{\circ},5$, mais maintenu dans ce bain pendant des temps différents, puis laissé dans le bain de surfusion pendant le même temps, quinze minutes.

		Durées de solidification.
$t = 100^{\circ},5$	$\tau = 5$	0",55
	$\tau = 35$	4,66
$t = 100,3$	$\tau = 5$	0,50
	$\tau = 60$	5,79
$t = 100,6$	$\tau = 5$	0,56
	$\tau = 89$	8,48

On voit nettement, à l'inspection de ces nombres, que la durée de l'allongement des prismes augmente beaucoup à mesure que l'on maintient le soufre plus longtemps dans le bain initial, *à température constante*. Dans le premier groupe d'expériences, la durée devient 8,5 fois plus grande pour un séjour 7 fois plus long; dans le deuxième groupe, la durée est 11,58 fois plus grande pour un séjour 12 fois plus long, et dans le troisième la durée est 15,1 fois plus grande pour un séjour 17,8 fois plus long. Le changement produit sous l'influence de la chaleur se trouve être presque proportionnel à la durée de cette action.

4° Dans le cas où l'on fait varier seulement la durée τ' du séjour dans le bain de surfusion, on observe encore une variation dans la durée de l'allongement des cristaux. Cette variation est très faible si la valeur de T est peu élevée au-dessus du point de fusion, comme on peut en juger par les deux expériences dans lesquelles le soufre a été chauffé à 129°,5 pendant cinq minutes, et qui ont donné :

		Durée d'accroissement.
Pour $t = 100°,3$	avec $\tau' = 15^m$	$0^s,50$
	avec $\tau' = 60$	0,66

Les différences sont considérables au contraire si la température de fusion est supérieure à 170°, et elles vont en diminuant à mesure que la durée du séjour dans le bain de surfusion a été plus longtemps prolongée. Ainsi, pour $T = 219°$, $\tau = 5^m$, $t = 101°$, les durées ont été :

Après 15^m	$23^s,04$
Après $3^h 15^m$	9,12
Après $4^h 45^m$	7,70

et, à partir de cette valeur, la durée d'allongement des cristaux a été sensiblement constante.

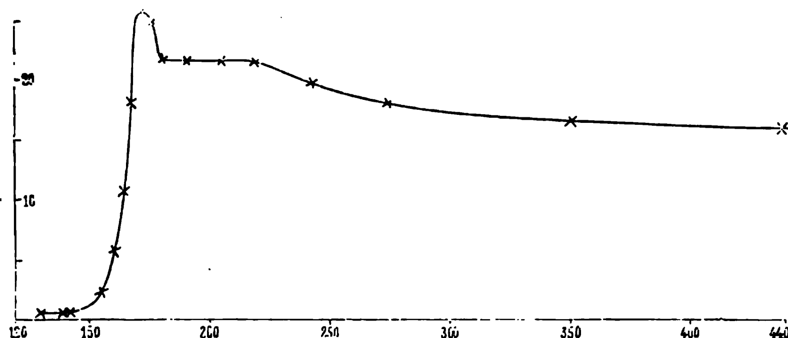
5° On observe des résultats analogues aux précédents en portant le soufre à des températures initiales différentes. Ainsi, lorsque la température du bain de surfusion est maintenue constante à 100°,3 pendant quinze minutes, on observe, dans des tubes chauffés

cinq minutes à diverses températures, les durées correspondantes indiquées dans le Tableau suivant :

Temp. du bain de fusion...	129°,5	139°	142°,5	154°,5	160°,5	164°,5	167°,5	173°,5	177°
Durée de l'all. des cr. p. 10^{mm}	$0^{s},50$	$0^{s},59$	$0^{s},70$	$1^{s},93$	$5^{s},70$	$10^{s},61$	$18^{s},08$	$25^{s},59$	$24^{s},98$
Temp. du bain de fusion...	181°	189°	204°	219°	243°	274°	350°	440°	
Durées de l'all. des cr. p. 10^{mm}	$21^{s},65$	$21^{s},41$	$21^{s},66$	$21^{s},43$	$19^{s},41$	$18^{s},07$	$17^{s},0$	$16^{s},06$	

La courbe (*fig.* 2), que l'on construit avec les températures comme abscisses et les durées correspondantes comme ordonnées,

Fig. 2.



montre nettement une variation très brusque dans la durée de la solidification, lorsqu'on passe d'un tube où le soufre a été chauffé à 167°, 5 à un autre où il a été porté à 173°, 5. Cette durée prend vers cette dernière température une valeur maxima, et elle diminue alors très lentement à mesure que l'on opère à des températures de plus en plus élevées, jusqu'à la température normale d'ébullition du soufre. Pour ce qui est des valeurs absolues de ces durées, il est bien entendu qu'elles changent avec la température t et les durées τ et τ', ainsi qu'il résulte de ce qui précède.

6° Jusqu'ici j'ai supposé que l'on provoquait la formation des prismes dans du soufre octaédrique que l'on fondait pour la première fois : examinons ce qui arrive si le soufre primitif a déjà été fondu et solidifié, puis soumis à l'expérience.

Soit, par exemple, du soufre nouveau maintenu dans une première expérience à 129°,5 pendant cinq minutes, puis laissé quinze minutes dans un bain à la température constante de 100°,3; dans ces conditions, la durée de la solidification pour une longueur de $0^m,010$ est $0^s,46$. Supposons qu'avec le même tube, dont tout le soufre a été transformé en prismes, on recommence l'expérience dans les mêmes conditions, 2, 3, 4, ..., *n* fois, on trouve les valeurs suivantes pour la durée de la solidification :

		s
Première opération	....	0,46
Deuxième »	....	0,62
Troisième »	....	1,56
Quatrième »	....	1,84
Cinquième »	....	2,66
Sixième »	....	4,43
Septième »	....	5,88

Dans une autre série d'expériences qui ne différaient des précédentes qu'en ce que la température du bain de surfusion était de 99°,8 au lieu de 100°,3, les valeurs observées ont été :

		s
Première opération	....	0,47
Deuxième »	....	0,73
Troisième »	....	0,83
Quatrième »	....	1,26
Cinquième »	....	2,47
Dixième »	....	8,50

Ainsi, dans la première série d'expériences, après six opérations successives, la durée est devenue 12,78 fois plus longue, et dans la seconde série, après neuf opérations consécutives, elle est devenue environ 18 fois plus longue. *Le liquide donne donc plus lentement des prismes lorsqu'il provient de la fusion des prismes que lorsqu'il résulte de la fusion des octaèdres, et la cristallisation est d'autant plus lente que le soufre a subi plus de fois la fusion suivie d'une transformation en octaèdres.*

7° Ces deux résultats présentent une netteté remarquable lorsque les opérations se succèdent sans interruption. Vient-on à laisser s'écouler un temps un peu long entre deux opérations consécutives, le phénomène change d'allures.

Je citerai, par exemple, une série d'expériences effectuées sur

du soufre octaédrique n'ayant pas encore servi : ce soufre ayant été chauffé cinq minutes à 129°,5 dans toutes les expériences, la durée de la solidification monta de 0s,67 à 7s,66, nombre observé dans la septième des opérations consécutives; vingt-deux heures après, les expériences furent recommencées dans des conditions identiques, et la première solidification dura 4s,23 et les suivantes prirent des valeurs croissantes jusqu'à 7s,24, durée de la cinquième opération. Ainsi, après vingt-deux heures de repos à la température ordinaire, l'effet des fusions et solidifications successives s'était notablement atténué pour que la solidification, qui devait durer plus de 7s,66 si l'état du soufre fût resté le même, ne durât plus que 4s,23.

Si on laisse s'écouler un temps moins long entre les deux séries d'expériences, on observe moins de différence entre le nombre correspondant à la première opération d'une série et à la dernière de lasérie précédente.

Au contraire, si l'on attend plusieurs jours avant de recommencer une nouvelle série d'expériences, on trouve comme durée de solidification, dans la première opération d'une série, un nombre bien inférieur à celui qu'on a obtenu dans la dernière opération de la série précédente.

Si les séries d'expériences sont suffisamment espacées, ce nombre se rapproche beaucoup de la durée de la solidification des prismes observés après la première fusion du soufre octaédrique, mais il ne se confond jamais avec cette valeur, à laquelle il est toujours supérieur. C'est ce qu'on reconnaît à l'inspection des déterminations suivantes, effectuées sur du soufre chauffé cinq minutes à 129°,3 et refroidi quinze minutes dans le bain de surfusion :

Première série (température ambiante, 100°,7).

			s
Première opération		....	0,37
Deuxième	»	....	0,62
Troisième	»	....	0,87
Quatrième	»	....	1,20
Cinquième	»	....	1,50
Sixième	»	....	1,73
Septième	»	....	2,87
Huitième	»	....	3,87
Neuvième	»	....	4,69

Deuxième série (après quatre jours. Température ambiante, 100°,4).

		s
Première opération	....	0,93
Deuxième	»	1,38
Troisième	»	2,15
Quatrième	»	2,84
Cinquième	»	4,05
Sixième	»	5,18

Troisième série (après dix-sept jours. Température ambiante, 100°,7).

Première opération................ $0^s,81$

Quatrième série (après vingt-huit jours. Température ambiante, 100°,7).

Première opération................ $0^s,60$

A partir de cette valeur, la durée ne diminue plus : elle reste ainsi supérieure à $0^s,37$, qui serait la durée que l'on observerait dans un tube contenant du soufre fondu pour la première fois (l'expérience faite sur un tube témoin, dans les mêmes conditions, a donné $0^s,36$, qui se confond avec la première valeur observée).

Dans ces expériences, le soufre n'a été chauffé qu'à une température peu supérieure au point de fusion, et l'on voit qu'avec le temps il revient lentement à un état voisin de l'état octaédrique primitif, puisque la durée de solidification pour $0^m,010$ descend à $0^s,60$.

Les expériences suivantes montrent que la modification permanente qu'éprouve le soufre est plus prononcée si on l'a antérieurement chauffé à une température élevée.

Considérons du soufre qui a été porté à une température supérieure à 170°, puis transformé en prismes. Abandonné à lui-même pendant un mois, ce soufre a été soumis à plusieurs séries d'épreuves, dans chacune desquelles on l'a chauffé cinq minutes à 129°,5, puis refroidi quinze minutes dans le bain de surfusion : il a donné pour durées de solidification rapportées à une longueur de $0^m,010$.

Première série (température ambiante, 100°,1).

		s
Première opération	....	1,20
Deuxième	»	2,66
Troisième	»	4,67
Quatrième	»	5,58

Deuxième série (après trois jours. Température ambiante, 100°, 1).

Première opération	1s,22
Deuxième »	2,75
Troisième »	4,91
Quatrième »	5,58
Cinquième »	6,50
Sixième »	6,83

Troisième série (après six jours. Température ambiante, 100°,3).

Première opération	1s,30
Deuxième »	3,22
Troisième »	4,83

Quatrième série (après onze jours. Température ambiante, 100°,1).

Première opération	1s,33
Deuxième »	3,16
Troisième »	5,08
Quatrième »	5,48

On voit d'après cela : 1° que l'opération initiale qui a eu lieu un mois après la dernière solidification en prismes a donné pour valeur de la durée 1s,20 au lieu de 0s,45, nombre que l'on eût observé avec du soufre n'ayant pas encore servi, placé dans les mêmes conditions : c'est une valeur presque trois fois plus grande, qui indique nettement que le soufre n'est pas revenu à l'état initial; 2° dans chaque série, les opérations consécutives donnent une durée graduellement croissante, mais les expériences, recommencées après un repos de trois jours, donnent à peu de chose près les mêmes nombres, les différences étant très faibles et de l'ordre des erreurs d'observation, comme on peut s'en assurer en comparant les quatrièmes opérations des première, deuxième et quatrième séries, dont les valeurs sont 5s,58, 5s,58 et 5s,48. On peut en conclure que le soufre fortement chauffé éprouve une modification qui ne disparaît pas complètement avec le temps; mais, malgré les séries de fusions et solidifications successives qu'on peut lui faire éprouver, il revient en quelques jours à un état stable qui est toujours le même.

Ces résultats concordent bien avec le fait connu de la dévitrification du soufre prismatique qui se transforme peu à peu en élé-

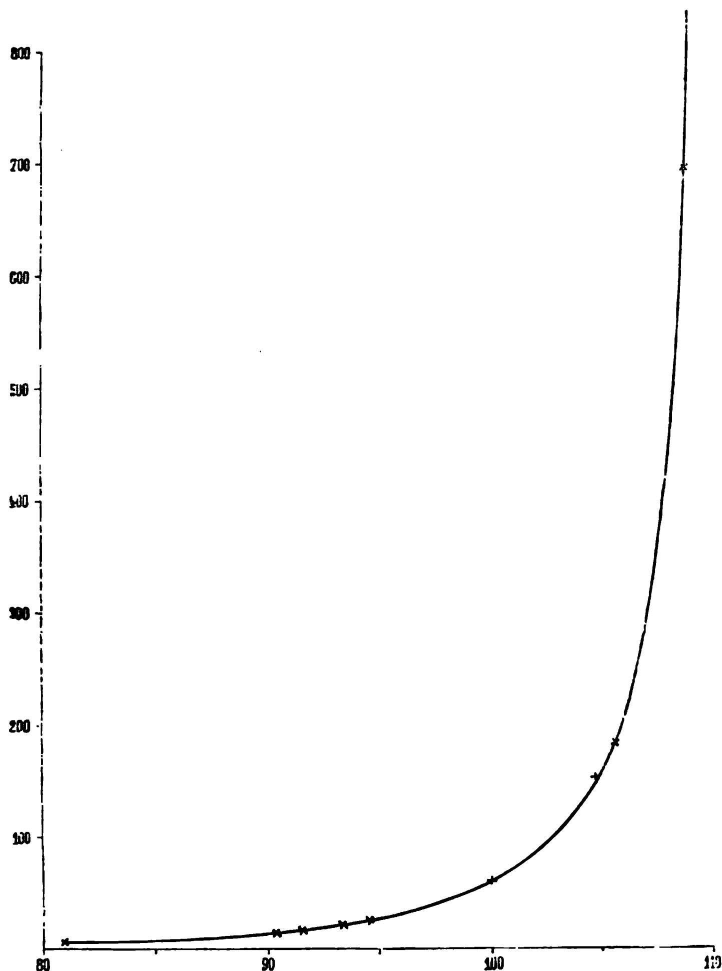
ments octaédriques; car nous avons vu que le soufre octaédrique, étant surfondu, donne plus rapidement des prismes que le soufre prismatique lui-même, mais ils conduisent à admettre, contrairement à ce que l'on pourrait déduire de la considération de cette dévitrification, que la transformation des prismes en octaèdres ne ramène pas le soufre à l'état initial, ce qui revient à dire qu'elle n'est jamais complète, ou du moins qu'elle amène le soufre dévitrifié à être un peu différent des octaèdres primitifs.

II. — *Durée de la solidification des octaèdres.*

Les procédés de mesure que j'ai indiqués pour le cas des prismes peuvent servir à la détermination de l'allongement des octaèdres. Le seul point sur lequel il soit nécessaire d'insister est la manière de semer le cristal octaédrique pour obtenir uniquement des octaèdres. Lorsqu'il s'agit des prismes, on peut opérer sans précautions spéciales, en introduisant un cristal prismatique de dimensions quelconques; on observerait toujours le développement des prismes, même s'il arrivait que le cristal prismatique fût couvert d'une trace de soufre octaédrique ; cela tient à ce que la durée de la solidification est bien plus courte pour les prismes que pour les octaèdres, et que ceux-ci n'ont pas le temps de se développer. Mais, lorsqu'on veut faire naître des octaèdres, il faut éviter avec le plus grand soin toute trace de soufre prismatique. Il y a plus : c'est que même un cristal octaédrique pur, si ses dimensions ne sont pas très petites, introduit rapidement dans le soufre surfondu, se comporte comme un corps froid quelconque, lequel provoque la formation de variétés cristallisées autres que les octaèdres. Il est donc indispensable, pour les expériences que je vais décrire, de n'employer les octaèdres que sous forme d'une poussière extrêmement fine. On en prélève une très petite quantité à l'aide d'un fil de platine dont une extrémité a été préalablement un peu aplatie, chauffée au rouge, puis refroidie. On amène cette extrémité du fil au-dessus de l'orifice du tube à soufre surfondu, maintenu verticalement et, par une légère secousse, on fait tomber quelques grains de soufre. On voit bientôt un octaèdre grossir à la surface du liquide, y rester adhérent par capillarité, bien qu'il soit plus lourd que le soufre fondu, et s'allonger peu à peu, la pointe en bas.

Le fait qui frappe le plus tout d'abord quand on étudie le développement des octaèdres, surtout quand on le compare à

Fig. 3.



celui des prismes, c'est sa lenteur, qui tient surtout à ce que la chaleur de fusion des octaèdres est plus grande que celle des prismes.

La durée de leur allongement change du reste à la fois avec la température T à laquelle a été porté le liquide, avec le temps τ

pendant lequel on l'a chauffé, avec la température t du bain de surfusion et avec la durée τ' du séjour dans le bain. Je vais indiquer l'influence de ces diverses variables.

1° Supposons d'abord que la température T du bain initial soit constante, ainsi que τ et τ', et faisons varier seulement la température t; nous trouvons pour $T = 129°,5$, $\tau = 5^m$ et $\tau' = 15^m$:

Tempér. du soufre surfondu......	80°,9	90°,5	91°,7	93°,4	94°,7	97°,3	100°,0	100°.
Durée de la solidification	$7^s,50$	$14^s,20$	$15^s,25$	$21^s,00$	$25^s,07$	$38^s,75$	1^m4^s	1^m
Tempér. du soufre surfondu......	100°,75	104°,7	105°,4	108°,7	109°,1	110°,1	111°,9	
Durée de la solidification	$1^m,11$	2^m12^s	3^m5^s	12^m0^s	22^m	87^m	220^m	

La courbe (*fig.* 3), construite avec les températures comme abscisses et les durées de solidification comme ordonnées, a évidemment pour asymptotes l'axe des températures et l'ordonnée de la température de fusion. Elle change du reste lorsqu'on donne à T, τ et τ' d'autres valeurs.

2° Si l'on effectue une série d'expériences, telles que T, t et τ' aient des valeurs constantes et que l'on fasse varier seulement la durée τ du séjour dans le bain initial, on trouve que le temps employé par les cristaux pour s'allonger d'une même quantité éprouve lui-même des variations qui peuvent être très considérables.

Voici quelques groupes d'expériences comparatives qui donneront une idée de l'influence qu'exerce l'action prolongée de la chaleur :

					Durée. m s
1° Pour	$T = 129°,5$,	$\tau = 5^m$,	$t = 100°,5$,	$\tau' = 8^m$........	1.16
	»	$\tau = 35^m$,	»	»	13.15
2° Pour	$T = 129°,5$,	$\tau = 5^m$,	$t = 100°,6$,	$\tau' = 15^m$........	1. 8
	»	$\tau = 89^m$,	»	»	40. 0
3° Pour	$T = 129°,5$,	$\tau = 5^m$,	$t = 100°,2$,	$\tau' = 15^m$........	1. 3
	»	$\tau = 154^m$,	»	»	76. 0

L'influence de la durée d'échauffement se fait sentir d'autant plus que l'expérience est plus longtemps prolongée; car, tandis que, dans

le premier groupe d'expériences, la durée de la solidification est 6,5 fois plus grande pour un séjour 7 fois plus long, elle devient dans la deuxième série 35,3 fois plus grande si le séjour est 17,8 fois plus long, et dans la troisième série elle devient 72 fois plus grande pour un séjour 31 fois plus long.

L'influence de l'action de la chaleur *à température constante* est ici plus prononcée encore que dans le cas des prismes, mais les effets que l'on observe s'affaiblissent assez vite. Voici, par exemple, le détail d'une expérience dans laquelle on a mesuré la durée de l'allongement des octaèdres de 5^{mm} en 5^{mm} :

1°	après	15^{m}	38^{m}
2°	»	53	24
3°	»	77	18
4°	»	95	18
5°	»	113	18
6°	»	131	15
7°	»	146	15
8°	»	161	13

et, l'expérience étant continuée encore pendant 2^{h}, on trouva toujours 13^{m} pour durée de l'allongement de 5^{mm}. On voit ainsi que le changement produit par l'action prolongée de la chaleur diminue graduellement, mais que la durée de l'allongement est encore 25 fois la valeur de $31^{s},5$ qu'on observe avec le soufre qui n'a été chauffé que cinq minutes.

3° La durée du séjour dans le bain de surfusion a aussi une influence sur la vitesse de solidification, mais l'effet est incomparablement plus faible que dans le cas précédent. Ainsi, dans deux expériences comparatives faites simultanément, dans lesquelles on avait $T = 129°5$, $\tau = 5^{m}$, $t = 100°,6$, on a trouvé $1^{m}8^{s}$ dans le cas où le séjour dans le bain de surfusion était de 15^{m} et $1^{m}32^{s}$, c'est-à-dire environ $\frac{1}{4}$ en plus lorsque le séjour avait été prolongé pendant 55^{m}.

4° Des modifications de même ordre que celles que l'on observe à température constante sous l'influence prolongée de la chaleur se produisent lorsqu'on élève la température initiale à laquelle on porte le soufre. Voici les valeurs obtenues en chauffant le soufre

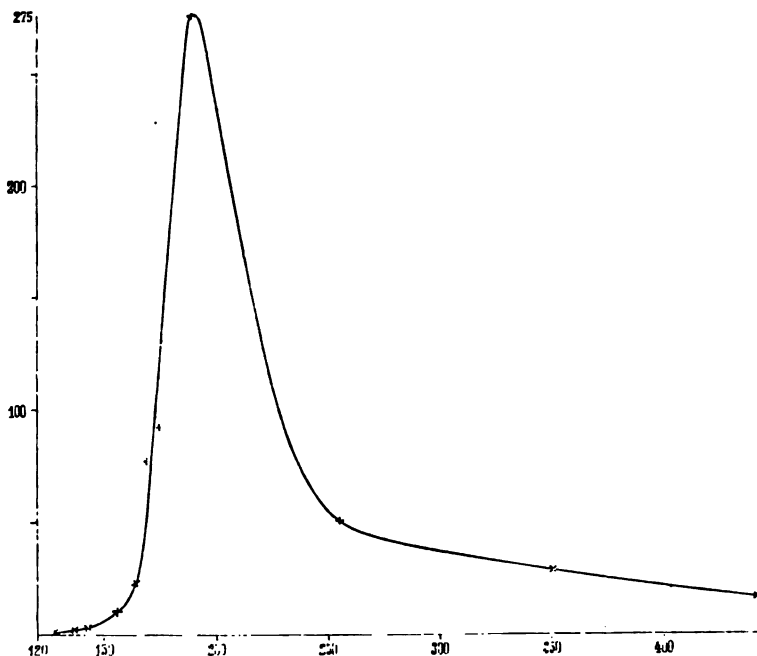
cinq minutes à chaque température et le laissant séjourner quinze minutes dans un bain à 100°, 7 avant d'y semer des octaèdres :

Températ. du bain de fusion........	129°, 5	139°	142°, 5	156°, 5	163°	169°
Durées de l'allongement des octaèdres pour 10^{mm}........	$1^m 11^s$	$2^m 30^s$	$3^m 13^s$	$11^m 36^s$	$23^m 47^s$	$77^m 51^s$

Températ. du bain de fusion........	173°	188°	221°	254°	350°	440°
Durées de l'allongement des octaèdres pour 10^{mm}........	$91^m 35^s$	274^m	118^m	50^m	$29^m 25^s$	$15^m 45^s$

On voit, à l'inspection de ces nombres ou de la courbe (*fig.* 4), qui a les températures pour abscisses et les durées pour ordon-

Fig. 4.



nées, que le soufre qui a été chauffé dans le voisinage de 170° éprouve une modification qui persiste quand on le fait séjourner

dans le bain de surfusion et qui paraît être la plus accusée entre 170° et 190°, et il est un fait digne de remarque, c'est que, si la température a été portée au-dessus de ces limites, *bien que le liquide repasse par cette température qui correspond à un maximum de la durée d'accroissement,* lorsqu'on le ramène dans le bain de surfusion, il cristallise aussi rapidement que si on l'avait chauffé à une température notablement inférieure à 170°.

Du reste, il faut faire ici une remarque analogue à celle que j'ai présentée à l'occasion des effets de la chaleur à température constante : la vitesse de l'allongement des octaèdres n'est pas uniforme : elle augmente graduellement avec le temps. On peut juger de la grandeur des variations par l'expérience suivante, dans laquelle on a noté les durées d'accroissement pour 5^{mm} dans un tube qui avait été chauffé 5^m à 210°, puis laissé dans un bain à 100°,8 pendant 30^m lorsqu'on a semé des octaèdres : on a trouvé successivement 87^m, 65^m, 47^m, 36^m, 32^m, 29^m, 16^m, 14^m, 13^m.

5° Les expériences précédentes ont été réalisées toutes sur du soufre octaédrique qui n'avait pas encore été liquéfié. Considérons ce qui arrive si le soufre sur lequel on opère a été déjà fondu et solidifié. Soit d'abord du soufre qui a éprouvé la fusion une fois et dans lequel on fait naître des octaèdres. Supposons qu'on recommence l'expérience dans les mêmes conditions et que de nouveau on y produise des octaèdres en répétant l'expérience un certain nombre de fois. Si le soufre a été chauffé 5^m à 129°,5 et refroidi 8^m à 100°,5, on trouve :

	m s
Première opération	1. 9
Deuxième »	1.33
Troisième »	2. 2
Quatrième »	2.19
Cinquième »	2.15
Sixième »	2.10
Septième »	2.25

L'examen de ces nombres fait voir que la durée de la solidification augmente dans les premières opérations de manière à devenir à peu près double de la valeur initiale : c'est l'indice d'une modification qui rend le soufre moins apte à donner des octaèdres. Mais, à partir de trois opérations, l'effet produit ne s'accentue pas da-

vantage : la durée de la solidification reste sensiblement constante. Les octaèdres sont, pour toutes les opérations suivantes, également aptes à donner des octaèdres, tandis que, dans le cas de la solidification des prismes, nous avons constaté que les fusions et solidifications successives avaient pour effet de rendre plus lente la production des prismes.

6° Prenons maintenant un tube en U dans lequel, par plusieurs cristallisations en octaèdres, le soufre a été amené à l'état de stabilité que caractérise une vitesse constante de solidification ; transformons le soufre de l'une des branches en prismes pendant que nous produisons des octaèdres dans l'autre. Chauffons alors le soufre cinq minutes à 129°, 5 et portons-le dans le bain de surfusion à 100°, 5 et, après huit minutes, mesurons la durée d'accroissement des octaèdres dans les deux branches; répétons trois fois cette expérience, nous trouvons :

	Branche	
	qui a toujours contenu des octaèdres.	où l'on a fait naître une fois des prismes.
	m s	m s
Première opération...	2.20	7.22
Deuxième opération..	2.20	2.40
Troisième opération..	2.13	2.20

On voit, d'après cela, que le soufre qui a été prismatique antérieurement donne bien moins rapidement des octaèdres que s'il n'avait pas cessé d'être octaédrique et qu'il faut plusieurs fusions et solidifications successives en octaèdres pour le ramener à l'état stable dont nous avons constaté l'existence.

Voici un autre exemple du même phénomène observé dans un tube ayant servi plusieurs fois et pour lequel on avait :

$$T = 129°, 5, \quad \tau = 5^m, \quad t = 100°, 1, \quad \tau' = 8^m.$$

		Durée.
		m s
Première opération :	octaèdres............	2.34
Deuxième »	prismes..............	»
Troisième »	octaèdres	4.24
Quatrième »	»	2.55
Cinquième »	»	2.20

On reconnaît du reste que l'effet dont il s'agit est encore plus

prononcé si le soufre subit plusieurs solidifications en prismes avant d'être ramené à la forme octaédrique. Les prismes jouent donc, par rapport aux octaèdres, un rôle inverse de celui que jouent ces derniers vis-à-vis des prismes, dont la production est beaucoup plus rapide dans un liquide provenant de la fusion des octaèdres.

7° Au lieu de prendre comme point de départ, pour la production des octaèdres, du soufre qui n'a pas encore été fondu, si l'on se sert de soufre ayant éprouvé un certain nombre de fusions et solidifications successives, ou ayant été longtemps laissé à la température ordinaire, on trouve une valeur constante pour durée de la solidification. Ainsi, avec du soufre qui, dans toutes les expériences, a été chauffé pendant cinq minutes à 129°,5, puis immergé dans un bain à 100°,1 où il est resté pendant huit minutes avant le semis d'un octaèdre, on a observé, pour un accroissement de $0^m,010$:

		Durée.
		m s
Première opération		2.36
Deux jours après		2.34
Deux jours plus tard, la température ambiante étant 100°.5...		
Première opération		2.31
Deuxième	»	2.30
Troisième	»	2.30
Quatrième	»	2.24
Cinquième	»	2.32
Sixième	»	2.29
Septième	»	2.32

On arrive donc rapidement par la solidification en octaèdres à un état invariable que l'on n'obtient pas par la cristallisation en prismes.

Ces différences, que présentent les deux formes cristallines, sont d'autant plus remarquables qu'elles se manifestent à des températures où la figure d'équilibre stable du soufre est la forme prismatique, comme je le démontrerai ultérieurement, tandis que la forme octaédrique est instable.

Nous avons vu aussi que le soufre octaédrique arrive rapidement à un état permanent, tandis que ce n'est que plusieurs jours après la dernière solidification que le soufre prismatique revient à un état de stabilité analogue. Ce fait peut s'inter-

préter facilement si l'on remarque que le soufre prismatique se dévitrifie dans cet intervalle de temps et se transforme en éléments octaédriques.

Ces divers résultats des expériences sur la solidification du soufre, soit prismatique, soit octaédrique, sont bien plus complexes que ceux que j'ai publiés sur le phosphore, dont la durée de solidification est indépendante de la température à laquelle on a chauffé, du temps pendant lequel on a maintenu le corps à cette température et de la durée du séjour dans le bain de surfusion. Cependant, aux températures élevées, le phosphore éprouve une transformation très sensible en phosphore rouge, de même que le soufre éprouve des modifications isomériques. Mais cette constance, que j'ai observée dans la durée de la solidification du phosphore, tient évidemment à ce que le phosphore rouge est insoluble dans le phosphore ordinaire fondu : il doit donc se comporter comme un corps inerte. Dans le cas du soufre, il n'en est plus ainsi : ce corps éprouve, sous l'influence de la chaleur, des transformations isomériques qui restent unies au soufre non transformé et, tant qu'elles persistent, le liquide qui en résulte n'est plus identique au soufre que l'on a liquéfié aux plus basses températures. L'étude de l'allongement des cristaux prismatiques, octaédriques et des cristaux dont je vais parler, met en relief les changements survenus dans le liquide mixte et, en particulier, ceux que l'on détermine en chauffant le soufre vers 170°, température à laquelle se produit, selon les expériences de M. Berthelot, la quantité maxima de soufre insoluble dans le sulfure de carbone.

III. — *Durée de l'allongement des cristaux appartenant à une nouvelle forme du soufre.*

Les expériences précédentes montrent que la durée de l'accroissement des prismes et des octaèdres dépend des mêmes variables, mais de manières souvent différentes. Grâce à l'emploi de tubes en U, il m'a été facile de faire des déterminations simultanées sur la production des prismes dans une branche et des octaèdres dans l'autre, les circonstances extérieures étant ainsi rigoureusement identiques. En comparant les nombres obtenus dans les divers cas que j'ai considérés précédemment, on trouve que la durée de

la solidification des octaèdres est, en valeur absolue, beaucoup plus longue que celle des prismes; elle est souvent supérieure à 100 fois, et descend, seulement dans des cas particuliers, à 25 fois cette quantité.

En déterminant la solidification du soufre dans des conditions spéciales, j'ai reconnu la production de cristaux dont la vitesse d'allongement est différente de celles que présentent, toutes choses égales d'ailleurs, les prismes et les octaèdres.

Cette circonstance attira mon attention, et l'étude de leur allongement me montra que, dans tous les cas, la durée de leur solidification, quelle que fût sa valeur absolue, était toujours intermédiaire entre celles que présentent les prismes et les octaèdres : il y avait lieu de rechercher si j'étais en possession d'une nouvelle variété cristalline du soufre. Or, si l'on songe à la multiplicité des circonstances qui, comme je l'ai établi précédemment, font passer la durée de la solidification de chacune des deux variétés connues du soufre par des valeurs variant dans des limites extrêmement étendues, de 1 à 75 par exemple, dans le cas des octaèdres, la mesure de cette durée, pour les cristaux qui me semblaient nouveaux, devait être considérée comme ne fournissant qu'un caractère distinctif d'une valeur très discutable. Pour mettre hors de doute l'individualité de ces cristaux, j'ai eu recours à un artifice qui élimine l'incertitude provenant de l'influence des conditions extérieures : il consiste à faire naître simultanément, dans diverses régions d'un même tube, les trois variétés cristallines, et à en suivre l'accroissement.

La forme sous laquelle se présentent les nouveaux cristaux facilite du reste l'expérience : ce sont, en effet, de longues baguettes prismatiques d'un éclat un peu chatoyant qui, au lieu de croître de quantités peu différentes suivant les trois dimensions, comme les octaèdres et les prismes ordinaires, se développent beaucoup plus vite dans le sens de la longueur que dans le sens transversal; il en résulte que, même dans les tubes dont le diamètre n'atteint pas 2^{mm}, un cristal s'allonge à partir du point où il a pris naissance, et il peut avoir une longueur de plusieurs centimètres avant que, par l'accroissement de ses dimensions transversales, il ne remplisse le tube; il en résulte que sa présence n'empêche pas la communication entre les deux branches au moyen d'une colonne liquide.

Cela posé, voici comment on peut *faire naître* ces cristaux et en mesurer l'allongement : dans une des branches d'un tube en U gradué et contenant du soufre surfondu, on sème un octaèdre qui pousse très lentement à la surface du liquide en obstruant le tube par ce côté, et l'on en suit l'allongement sur la graduation du tube; dans l'autre branche du tube, on a introduit un fil de verre ou de platine, dont un bout descend jusqu'au fond du tube et l'autre dépasse à l'extérieur. A l'aide de ce fil, on produit un *léger frottement* ([1]) sur le fond du tube, et il naît aux points frottés les cristaux nacrés dont on mesure l'allongement, qui est plus rapide que celui des octaèdres. Enfin, en introduisant à la surface du liquide, dans la même branche du tube, un cristal prismatique ordinaire, on provoque la formation des prismes, qui est très rapide; après avoir envahi la région liquide, ces prismes solidifient très vite le liquide qui baigne les baguettes nacrées, et la cristallisation s'étend dans l'autre branche, où les octaèdres continuaient à s'allonger lentement, puis l'on mesure le mouvement de progression des prismes dans le liquide. On obtient ainsi directement les durées d'allongement des trois espèces de cristaux.

Les cristaux nacrés peuvent encore être obtenus par un *faible refroidissement* local produit en un point du tube contenant le soufre préalablement chauffé à une température assez élevée au-dessus du point de fusion, et que l'on a laissé en surfusion à une température voisine de 100° ([2]). Semés dans le liquide, ils donnent exclusivement des cristaux qui leur ressemblent; du reste, ils se dévitrifient quand on les refroidit à la température ordinaire: on peut les briser au sein du liquide surfondu sans en changer la forme; mais, si dans cette opération on frottait en même temps un peu vivement les parois du tube baignées par le soufre liquide, on pourrait faire naître des prismes ordinaires qui solidifieraient très vite tout le liquide.

J'ai soumis ces cristaux à une étude analogue à celle que j'avais

---

([1]) Un frottement trop énergique aurait pour effet, si la température ambiante était inférieure à 100°, de provoquer la formation de cristaux prismatiques ordinaires.

([2]) J'indiquerai ultérieurement divers mov n de les produire par voie de dissolution.

réalisée sur les deux autres variétés, et voici quels en ont été les principaux résultats :

1° Si l'on provoque la formation de ces cristaux dans des bains de surfusion à des températures différentes, on trouve que la durée de la solidification, très faible lorsque la température ambiante est très basse, devient de plus en plus longue à mesure qu'on se rapproche davantage de la température de fusion du soufre.

Voici, par exemple, quelques déterminations effectuées sur du soufre maintenu pendant quinze minutes à 170° et refroidi pendant une heure quarante-cinq minutes dans des bains à températures constantes; on a réalisé sur le même tube, et simultanément, les trois mesures de l'allongement des octaèdres, des baguettes nacrées et des prismes ordinaires, et l'on a obtenu :

Température ambiante.	Durées de l'allongement		
	des octaèdres.	des baguettes nacrées.	des prismes.
°	m s	m s	s
78.7.........	0.40	11,0	3,0
83.2.........	1.47	18,85	5,6
88.4.........	2.6	21,0	6,5
100.8.........	17.8	1.10,0	7,75

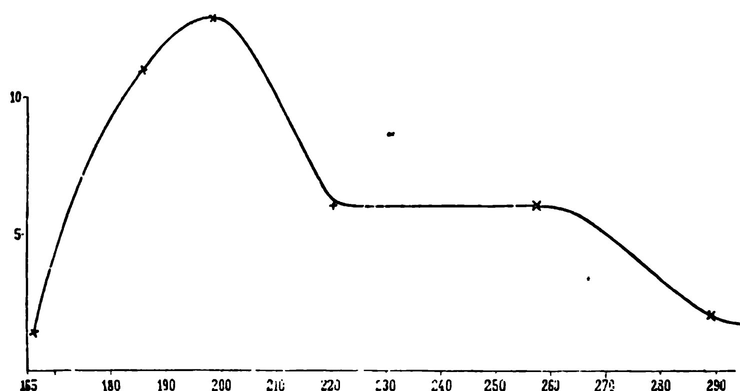
On voit, à l'inspection de ces nombres, que la durée de l'allongement des cristaux nacrés augmente, de même que pour les autres formes cristallines, à mesure que l'on se rapproche de la température de fusion du soufre. Il y a toujours, du reste, de grandes différences, toutes choses étant égales d'ailleurs, entre les durées d'accroissement de ces divers genres de cristaux.

2° La durée d'allongement dépend du temps pendant lequel on a fait séjourner le soufre dans le bain de fusion, mais les effets observés diminuent de grandeur à mesure qu'on observe cet allongement plus tard. En d'autres termes, ici encore, on constate que la modification qui a demandé un certain temps pour se produire s'affaiblit avec le temps.

3° La durée d'allongement dépend aussi de la durée du séjour dans le bain de surfusion, mais de quantités bien moindres que celles qu'on observe dans les cas précédents. Elles sont même presque insensibles dans un certain nombre de cas où la durée d'allongement des octaèdres diminue beaucoup.

4° L'influence de la température à laquelle on a chauffé le soufre sur la durée de l'allongement des baguettes nacrées montre aussi qu'elles se comportent d'une manière analogue à celle que nous avons constatée dans le cas des prismes et des octaèdres : la durée de la solidification augmente très rapidement si le soufre a été chauffé entre 185° et 200° et diminue si la température a été moins élevée. Voici une courbe (*fig.* 5) résumant un Tableau qui comprend une

Fig. 5.



série d'observations simultanées, la durée d'immersion dans le bain de fusion ayant été cinq minutes, la température du bain de surfusion 100°,7 et le temps écoulé jusqu'au commencement de l'expérience quinze minutes.

Températures du bain de fusion.	Durées d'allongement pour 10mm. Octaèdres.	Baguettes nacrées.	Prismes.
°	m s	m s	s
166,0.........	30.30	1.20	17,0
185,0.........	200.0	11.0	15,86
198,0.........	188.0	13.0	15,50
222,0.........	118.34	6.0	14,75
258,0.........	50.0	6.20	12,92
288,5.........	31.49	1.59	13,0

5° Ces résultats ont été obtenus avec du soufre n'ayant pas encore été fondu. Les nombres qu'on obtient avec du soufre ayant déjà éprouvé la fusion diffèrent suivant qu'on a antérieurement

transformé le soufre en octaèdres ou en prismes et suivant le nombre d'opérations effectuées.

Voici, par exemple, les résultats de deux opérations successives réalisées dans le même tube chauffé quinze minutes à 280° et laissé trois heures dix minutes dans le bain de surfusion à 100°,8 :

	Octaèdres.	Cristaux nacrés.	Prismes.
Première opération	19ᵐ46ˢ	56ˢ	6ˢ,5
Deuxième »	18ᵐ0ˢ	1ᵐ05ˢ	7ˢ,5

On voit ainsi que, tandis que les octaèdres se produisent plus rapidement dans un milieu antérieurement octaédrique, les prismes et les cristaux nacrés se développent moins facilement dans un milieu ayant eu cette même forme.

6° Si l'on soumet à l'expérience des tubes ayant antérieurement subi une ou plusieurs opérations, mais qui ont été, dans l'intervalle, abandonnés pendant plusieurs jours à la température ordinaire, on trouve qu'ils se comportent sensiblement de la même manière; on reconnaît de plus que, s'ils ont été chauffés même à des températures très diverses, supérieures à 160° jusqu'au delà de 270°, et qu'on *ne provoque la formation des cristaux que quatre heures au moins après leur immersion dans un bain de surfusion voisin de* 100°, la durée de l'accroissement des cristaux de chaque espèce est peu différente. Dans le cas où la température du bain de surfusion est de 100°,8, la durée de l'allongement des octaèdres est comprise entre 17ᵐ et 22ᵐ; celle des cristaux nacrés varie de 48ˢ à 70ˢ, et celle des prismes diffère peu de 7ˢ. Ces résultats indiquent bien : 1° que les divers cristaux solides reviennent lentement à un état stable; 2° que les variations produites sous l'influence de la chaleur, et dont nous avons suivi la trace, s'affaiblissent pour tendre aussi vers un état d'équilibre stable. Ce sont des conséquences auxquelles nous avons été conduit par l'étude des trois variétés de soufre cristallisé.

J'ajouterai que j'ai répété, avec du soufre natif très pur comme matière première, les principales d'entre les expériences précédentes et qu'elles m'ont donné les mêmes résultats.

En résumé, la mesure de la vitesse de solidification des corps surfondus constitue un moyen d'investigation nouveau qui, appliqué au soufre, permet de mettre en évidence des faits inat-

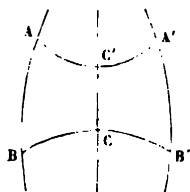
tendus, tels que les modifications produites à température constante sous l'influence prolongée de la chaleur; il se prête aussi à la détermination de la marche de ces transformations dans des circonstances diverses, et il m'a conduit à mettre en évidence une variété cristalline qui avait jusqu'ici échappé aux investigations dirigées par les divers autres procédés. Ces résultats m'excuseront peut-être près du lecteur de l'avoir retenu si longuement sur les particularités nombreuses de cette étude.

SUSPENSION D'UN LIQUIDE PAR UN TUBE CAPILLAIRE VERTICAL ET DE RÉVOLUTION;

PAR M. É. MATHIEU (¹).

1. Supposons que la surface intérieure du tube soit de révolution et qu'elle ait son axe vertical (*fig.* 1). Les surfaces inférieure

Fig. 1.



et supérieure BCB' et AC'A' du liquide suspendu dans ce tube seront aussi de révolution autour du même axe.

Désignons respectivement par z et z' les hauteurs des points des surfaces BCB' et AC'A' au-dessus d'un plan horizontal. Si R, R_1 et R', R'_1 sont les rayons de courbure principaux en un point quelconque de ces surfaces, on aura

$$(1) \qquad \frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} = \frac{z-k}{a^2}, \quad \frac{1}{R'} + \frac{1}{R'_1} = \frac{z'-k}{a^2}.$$

Je dis qu'on doit prendre la même constante k dans ces deux

(¹) Ce Mémoire et le suivant sont extraits de la *Théorie de la capillarité* que M. É. Mathieu vient de publier (in-4° de 191 p.; Gauthier-Villars, 1883).

équations. En effet, désignons par h et h' les valeurs de z et z' aux deux sommets C et C' et par γ et γ' les rayons de courbure en ces points ; nous aurons

$$h' - h = a^2 \left(\frac{2}{\gamma'} - \frac{2}{\gamma}\right)$$

ou

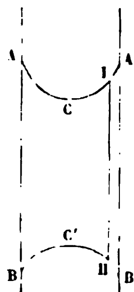
$$(2) \qquad g\rho(h' - h) = g\rho a^2 \left(\frac{2}{\gamma'} - \frac{2}{\gamma}\right);$$

car cette équation exprime que le poids d'un filet vertical liquide, compris entre les deux sommets, est égal à la différence d'action des deux ménisques qui terminent ce filet. Or l'équation (2) se déduit des équations (1) retranchées l'une de l'autre, et montre qu'il fallait prendre la même constante k dans ces deux équations.

Suspension d'un liquide dans un tube cylindrique vertical.

2. Si l'on applique la théorie précédente au cas où le tube est cylindrique, les deux ménisques tournés en sens contraires sont alors identiques et, en faisant $\gamma' = \gamma$ dans l'équation (2), on

Fig. 2.



trouve $h' = h$. L'équilibre de la goutte ne serait donc plus possible. L'expérience prouve cependant qu'une petite quantité de liquide peut rester suspendue dans un tube cylindrique vertical si le tube n'est pas mouillé intérieurement au-dessous du ménisque inférieur, et l'on ne peut expliquer ce désaccord qu'en admettant un frottement du liquide contre le tube.

Le frottement du liquide sur le tube étant supposé du même ordre de grandeur que la cohésion, le liquide tendra à tomber en C', mais sera retenu en B près de la paroi (*fig.* 2); le ménisque

inférieur s'affaissera donc et l'angle de raccordement augmentera.

Désignons par l la longueur AB comprise entre les bords des ménisques; si le liquide a un mouvement suivant l'axe du tube, la force de frottement contre le tube sera $2\pi r l f$, f étant un coefficient. Imaginons un déplacement vertical et descendant de translation commun à tout le liquide, et, en regardant les deux surfaces ACA', BC'B' comme sphériques, nous aurons

$$-2\pi r l f \delta h + \left[\pi r^2 l - \frac{\pi r^3}{\cos^3 i}\left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3}\sin^3 i - \sin i\right) - \frac{\pi r^3}{\cos^3 i'}\left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3}\sin^3 i' - \sin i'\right)\right] g\rho\delta h < 0$$

ou

$$(a)\qquad \left\{ 2lf > g\rho r\left[l - \frac{r}{\cos^3 i}\left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3}\sin^3 i - \sin i\right) - \frac{r}{\cos^3 i'}\left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3}\sin^3 i' - \sin i'\right)\right].\right.$$

i et i' étant les angles aigus de raccordement des surfaces supérieure et inférieure avec la paroi. Quand il y aura égalité entre les deux membres, la valeur de l représentera la longueur maximum de la colonne liquide qui peut rester suspendue. Réciproquement, si l'on détermine cette longueur maximum par l'expérience, on en conclura la valeur de f.

Désignons par $2\pi r l f'$ la résistance opposée par le frottement pour empêcher le mouvement; nous aurons

$$(b)\qquad 2lf' = g\rho r \mathrm{H},$$

en représentant, pour abréger, par H la quantité mise entre crochets dans l'inégalité (a).

Considérons un filet vertical HB'A'I à section droite rectangulaire, dont un des côtés ds est sur la surface du tube. Désignons par P le poids de ce filet, par V la composante verticale de la différence d'action des deux ménisques qui terminent le filet et par D la différence de l'action verticale du tube sur ces deux ménisques; nous aurons

$$\mathrm{P} - lf'ds = \mathrm{V} - \mathrm{D}.$$

Or P = V pour tous les filets verticaux, et cette égalité a encore lieu tout près de la paroi; on a donc

$$(c)\qquad -lf'ds = -\mathrm{D}.$$

Ensuite la partie du tube en contact avec le filet produit à la surface supérieure la composante verticale

$$g\rho a^2 \cos i \, ds$$

et à la surface inférieure la composante verticale (¹)

$$-g\rho a^2 \cos i' \, ds.$$

On a donc pour la quantité D

$$D = g\rho a^2(\cos i - \cos i')\, ds,$$

et l'on déduit de l'équation (c)

$$(d) \qquad lf' = g\rho a^2(\cos i - \cos i').$$

En comparant (b) et (d), on a

$$rH = 2a^2(\cos i - \cos i').$$

Supposons H remplacé par sa valeur; la longueur l est connue par l'expérience et l'angle i est aussi connu : cette équation servira à déterminer l'angle i' de raccordement de la surface BCB' avec le tube.

3. z et z' étant les distances d'un point des surfaces des ménisques supérieur et inférieur à un point horizontal, nous avons

$$z = k + \frac{2a^2 \cos i}{r} + \frac{2}{3}\frac{r}{\cos i} - \sqrt{\frac{r^2}{\cos^2 i} - x^2},$$
$$z' = k + \frac{2a^2 \cos i'}{r} - \frac{2}{3}\frac{r}{\cos i'} + \sqrt{\frac{r^2}{\cos^2 i'} - x^2}.$$

La longueur l de la colonne comptée entre les bords des ménisques est égale à la valeur de $z - z'$ pour $x = r$; ainsi nous avons

$$(e) \qquad \left\{ \begin{aligned} l = {} & \frac{2a^2}{r}(\cos i - \cos i') \\ & + \frac{2}{3} r \left(\frac{1}{\cos i} + \frac{1}{\cos i'}\right) - r(\operatorname{tang} i + \operatorname{tang} i'). \end{aligned} \right.$$

Cette équation ne renferme pas d'inconnues nouvelles et sera impossible. Mais admettons que le liquide ait une viscosité qui ne

(¹) *Voir* Chap. I, nº 13, de l'Ouvrage de M. Mathieu.

soit pas négligeable; il ne faut plus alors supposer dans les deux équations (1) que la constante k ait la même valeur. Changeons k en k' dans l'expression de z'; nous aurons, au lieu de l'équation (e),

$$l = k - k' + \frac{2a^2}{r}(\cos i - \cos i') + \frac{2}{3}r\left(\frac{1}{\cos i} + \frac{1}{\cos i'}\right) - r(\operatorname{tang} i + \operatorname{tang} i'),$$

équation qui déterminera $k - k'$.

L'équation (2) sera remplacée par

$$g\rho(h - h') - g\rho(k - k') = g\rho a^2\left(\frac{2}{\gamma} - \frac{2}{\gamma'}\right),$$

et l'on voit que $g\rho(k - k')$ indiquera la résistance opposée par la viscosité pour contribuer à l'équilibre.

MODIFICATION DE LA POUSSÉE D'UN LIQUIDE PAR LES FORCES CAPILLAIRES;

PAR M. É. MATHIEU.

1. Soient PQ (*fig.* 1) le plan de niveau et $\alpha\beta$ le cercle auquel le liquide vient affleurer sur le corps de révolution AEBD, dont l'axe AB est vertical.

Désignons par υ l'angle du plan tangent au corps le long du cercle $\alpha\beta$ avec le plan de niveau et par i l'angle de raccordement FβI. Il existe en chaque point β du cercle $\alpha\beta$ une force de tension dirigée suivant la tangente βI au méridien βII du liquide, et sa composante verticale sera

$$g\rho a^2 \cos b\beta I = g\rho a^2 \sin(\upsilon - i),$$

et, si nous désignons par r le rayon du cercle $\alpha\beta$, la portion du liquide voisine de ce cercle produit une force verticale, agissant de haut en bas et égale à

$$2\pi r g\rho a^2 \sin(\upsilon - i).$$

Évaluons ensuite la pression hydrostatique provenant du reste du liquide qui entoure le corps solide.

La pression normale sur un élément de surface $d\sigma$, appartenant

à la partie EBD située au-dessous du niveau et représentée sur la figure par ef, sera

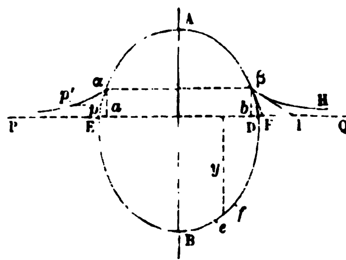
$$g\rho y\,d\sigma + \Pi\,d\sigma,$$

Π étant la pression de l'atmosphère et y la distance de l'élément au plan de niveau, et la composante verticale de bas en haut sera

$$g\rho y\,d\sigma\cos(n, z) + \Pi\,d\sigma\cos(n, z),$$

n désignant la direction de la normale menée intérieurement, et z

Fig. 1.



celle de la verticale menée de bas en haut. En faisant la somme de toutes ces quantités sur EBD, on aura

$$g\rho\int y\cos(n, z)\,d\sigma + \Pi\,\text{cercle ED} = g\rho\,\text{vol.EBD} + \Pi\,\text{cercle ED}.$$

Si certaines des ordonnées y rencontraient la surface EBD en deux points, il est aisé de voir que ce résultat serait encore exact.

Considérons ensuite la partie ED$\beta\alpha$; la pression au point p' de la surface du liquide est $\Pi - g\rho x$, x étant la distance du point p' au plan PQ; menons le canal horizontal pp'; la pression en p sur l'élément $d\sigma$ de surface sera

$$(\Pi - g\rho x)\,d\sigma,$$

et sa composante verticale de haut en bas sera

$$(a) \qquad (\Pi - g\rho x)\cos(N, z)\,d\sigma,$$

N étant la normale extérieure menée à $d\sigma$. Donc la résultante verticale comptée de bas en haut sur la surface αEDβ sera

$$(b) \quad \left\{ \begin{aligned} & g\rho\int x\cos(N, z)\,d\sigma - \Pi(\text{cercle ED} - \text{cercle }\alpha\beta) \\ & \quad = g\rho\,\text{vol.annul.E}a\alpha b\text{D}\beta - \Pi(\text{cercle ED} - \text{cercle }\alpha\beta). \end{aligned} \right.$$

Enfin la résultante de la pression atmosphérique sur la surface $\alpha A\beta$ est Π cercle $\alpha\beta$.

On obtient donc, en ajoutant toutes ces forces, pour la poussée verticale du liquide,

$$g\rho\,\text{vol.EBD} + g\rho\,\text{vol.annul.}\alpha\text{E}ab\text{D}\beta - 2\pi rg\rho a^2 \sin(\upsilon - i).$$

Dans le cas où le corps est homogène à son intérieur et libre, pour que le corps soit en équilibre, il suffit que cette force soit égale à son poids.

On n'a pas tenu compte de la densité de l'air. Si l'on veut y avoir égard, désignons par ρ_1 cette densité; il faudra ajouter à l'expression précédente de la poussée la quantité $g\rho_1$ vol. $\text{E}\alpha\text{A}\beta\text{D}$; mais dans ($b$) il faudra aussi remplacer ρ par $\rho - \rho_1$, ce qui donnera le terme

$$-g\rho_1\,\text{vol.annul.E}a\alpha b\text{D}\beta.$$

On aura donc, pour la poussée totale,

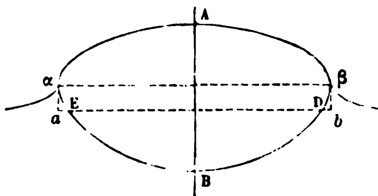
$$g\rho\,\text{vol.EBD} + g(\rho - \rho_1)\,\text{vol.annul.E}a\alpha b\text{D}\beta$$
$$+ g\rho_1\,\text{vol.E}\alpha\text{A}\beta\text{D} - 2\pi rg\rho a^2 \sin(\upsilon - i).$$

Pour calculer la hauteur du cercle $\alpha\beta$ au-dessus du plan de niveau, si la courbure de la surface du corps immédiatement au-dessus du cercle ED n'est pas très petite, on cherchera l'élévation verticale du liquide sur le plan tangent, et l'on aura ainsi, pour cette hauteur (Chap. II, n° 5),

$$h = 2a \sin\frac{\upsilon - i}{2}.$$

Si les perpendiculaires abaissées de la surface $\text{E}\alpha\beta\text{D}$ sur le plan

Fig. 2.



de niveau sont extérieures au corps comme dans la *fig.* 2, $\cos(\text{N}, z)$ sera négatif dans la formule (a), et il faudra, au con-

traire, retrancher de la poussée l'anneau $\alpha a \mathrm{ED} b \beta$ qui est extérieur au corps. On aura donc, pour cette poussée,

$$g\rho \,\mathrm{vol.EBD} - g(\rho - \rho_1)\,\mathrm{vol.annul.E}a\alpha b\mathrm{D}\beta$$
$$+ g\rho_1\,\mathrm{vol.E}\alpha\mathrm{A}\beta\mathrm{D} - 2\pi r g\rho a^2 \sin(\upsilon - i).$$

2. Calculons ensuite le volume du liquide soulevé autour du corps au-dessus du plan de niveau. La coordonnée verticale z étant comptée à partir de ce plan, l'équation différentielle de la surface libre du liquide peut s'écrire, si l'on tient compte de la densité ρ_1 de l'air,

$$d\frac{x\dfrac{dz}{dx}}{\sqrt{1+\left(\dfrac{dz}{dx}\right)^2}} = \frac{1}{a^2}\,\frac{\rho-\rho_1}{\rho}\,zx\,dx,$$

x étant la distance à l'axe de révolution, et, en intégrant, on a

$$(b)\qquad \left[\frac{x\dfrac{dz}{dx}}{\sqrt{1+\left(\dfrac{dz}{dx}\right)^2}}\right]_{x=r} = -\frac{1}{a^2}\,\frac{\rho-\rho_1}{\rho}\int_r^{\mathrm{R}} zx\,dx,$$

r étant le rayon du cercle $\alpha\beta$ et R le rayon d'un cercle à partir duquel le liquide peut être considéré comme sur le niveau. Pour $x = r$ ou $z = h$, on a

$$\frac{\dfrac{dz}{dx}}{\sqrt{1+\left(\dfrac{dz}{dx}\right)^2}} = -\sin(\upsilon - i);$$

par suite, en multipliant l'équation (b) par 2π, on a

$$(c)\qquad 2\pi r \sin(\upsilon - i) = \frac{1}{a^2}\,\frac{\rho-\rho_1}{\rho}\int_r^{\mathrm{R}} z\,2\pi x\,dx.$$

Or $2\pi x\,dx$ représente la projection sur le plan horizontal d'une zone de la surface du liquide; donc, si l'on désigne par V le volume du liquide soulevé au-dessus du niveau, on a

$$\int_r^{\mathrm{R}} z\,2\pi x\,dx = \mathrm{V} + \mathrm{vol.annul.}\alpha\mathrm{E}ab\mathrm{D}\beta.$$

En remplaçant dans (c), on a, pour le volume soulevé,

$$(\rho-\rho_1)\mathrm{V} = 2\pi r\rho a^2 \sin(\upsilon - i) - (\rho-\rho_1)\,\mathrm{vol.annul.}\alpha\mathrm{E}ab\mathrm{D}\beta.$$

Dans le cas de la *fig.* 2, le signe du volume annulaire doit être changé.

Poussée verticale sur un corps solide quelconque immergé en partie dans un liquide.

3. Prenant maintenant, au lieu d'un corps de révolution, un corps quelconque, nous conserverons néanmoins les figures du n° 4; ainsi PQ sera encore le plan de niveau, mais la courbe $\alpha\beta$ n'est plus un cercle, et ses points sont à différentes hauteurs.

Désignons par ds un élément de la courbe $\alpha\beta$; ses éléments en général pourront être considérés comme sensiblement horizontaux. En désignant encore par υ l'angle du plan tangent au corps en un point de cette courbe avec un plan horizontal, on aura, pour la hauteur de chaque point de la courbe $\alpha\beta$,

$$h = 2a \sin \frac{\upsilon - i}{2},$$

où υ est maintenant une quantité variable. La tension de la surface du liquide qui s'exerce normalement sur toute la courbe $\alpha\beta$ aura une composante verticale qui, estimée de bas en haut, est égale à

$$-g\rho a^2 \int \sin(\upsilon - i)\, ds.$$

En raisonnant comme ci-dessus, on trouvera, pour le restant de la poussée verticale estimée de bas en haut,

$$g\rho \,\text{vol.EBD} + g\rho_1 \,\text{vol.E}\alpha\text{A}\beta\text{D} + g(\rho - \rho_1)\,\text{vol.annul.E}\alpha ab\text{D}\beta,$$

si le volume annulaire est intérieur au corps solide.

D'une manière générale, si le volume annulaire est en partie intérieur, en partie extérieur au corps, on pourra encore adopter la formule précédente, en convenant de considérer comme positive la partie de ce volume intérieure au corps et comme négative celle qui se trouve en dehors.

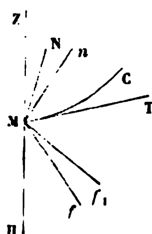
Ainsi, en désignant par P la poussée verticale provenant du liquide, on aura

$$\begin{aligned} \text{P} = g\rho \,\text{vol.EBD} &+ g\rho_1 \,\text{vol.E}\alpha\text{A}\beta\text{D} \\ &+ g(\rho - \rho_1)\,\text{vol.annul.E}\alpha ab\beta\text{D} - g\rho a^2 \int \sin(\upsilon - i)\, ds, \end{aligned}$$

en comprenant le troisième terme comme nous venons de l'expliquer.

4. Voyons comment nous devons modifier le dernier terme de cette formule, quand chaque élément ds de la ligne $\alpha\beta$ n'est pas regardé comme sensiblement horizontal. Concevons alors un cylindre vertical mené par cette ligne; soit μ l'angle de ds avec un plan horizontal. Menons (*fig.* 3) en un point M de ds la normale

Fig. 3.



N au cylindre et la normale n à la surface du corps, les deux normales étant dirigées vers l'intérieur, et soit τ_1 l'angle de ces deux normales.

Représentons la ligne s par MC; soient MT la tangente en M, ZMH une verticale, f la tension de la surface du liquide; elle est située dans le plan tangent à cette surface et perpendiculaire à MT. Projetons f en f_1 sur le plan vertical ZMT; f_1 sera, comme f, perpendiculaire à MT, et la projection verticale de f sera

$$-f\cos(f, f_1)\cos f_1\text{MH}.$$

La ligne MT fait avec MZ l'angle $\frac{\pi}{2} - \mu$; donc $f_1\text{MH} = \mu$. Les plans TMf et TMf_1 sont les plans tangents à la surface du liquide et à la surface du cylindre vertical, et leur angle $f\text{M}f_1$ est celui des deux normales NMn ou τ_1. Donc la projection verticale de f est

$$-f\cos\tau_1\cos\mu.$$

Donc le dernier terme de l'expression de P doit être remplacé par

$$-g\rho a^2 f\cos\tau_1\cos\mu\,ds.$$

5. Calculons ensuite le volume V du liquide soulevé autour du corps au-dessus du niveau.

Comme la poussée ne dépend pas de la nature intérieure du corps, on peut toujours concevoir le poids p du corps et la position de son centre de gravité, de manière qu'il y ait équilibre entre le poids p et la poussée. Imaginons alors un canal composé de deux branches verticales égales; la première branche est supposée comprendre le corps et toute la partie du liquide qui s'élève au-dessus du niveau par suite de l'attraction du corps solide; dans la seconde branche, le liquide se termine par le plan de niveau.

Désignons par v et v' les parties du volume du corps situées au-dessous et au-dessus du niveau, par ϖ le poids du liquide situé dans la seconde branche et par A le volume annulaire compris entre le plan de niveau, le cylindre vertical mené par la ligne d'affleurement et la surface du corps. Le poids ϖ du liquide renfermé dans la seconde branche du canal doit être égal au poids du liquide et du corps contenus dans la première branche; on a donc

$$\varpi = (\varpi - g\rho v) + p + g(\rho - \rho_1)V - g\rho_1 v',$$

par suite

$$p = g\rho v - g(\rho - \rho_1)V + g\rho_1 v'.$$

Cette quantité est égale à la poussée P, dont l'expression est, d'après ce que nous venons de voir,

$$P = g\rho v + g\rho_1 v' + g(\rho - \rho_1)A - g\rho a^2 \int \cos\eta \cos\mu \, ds,$$

et, en exprimant cette égalité, on obtient l'équation

$$(\rho - \rho_1)V = \rho a^2 \int \cos\eta \cos\mu \, ds - (\rho - \rho_1)A,$$

qui détermine le volume V.

NOTE COMPLÉMENTAIRE;

PAR M. EM. PAQUET.

Dans le n° 17 (mai 1883) du *Journal de Physique,* j'ai fait connaître un *nouvel instrument pour la vérification des lois de la chute des corps,* par une Note que je terminais ainsi :

« Le principe sur lequel est fondé cet appareil est à peu près le même que celui d'une machine de construction différente, dé-

crite sommairement dans le tome III de la 1re série du *Journal de Physique*, p. 229. »

La machine à laquelle je faisais allusion est due au professeur italien Bartoli, qui me prie de le faire savoir.

S. von WROBLEWSKI. — Ueber das specifische Gewicht des flüssigen Sauerstoffs (Sur le poids spécifique de l'oxygène liquide); *Wied. Ann.*, t. XX, p. 80; 1883.

Le tube capillaire de l'appareil dans lequel M. von Wroblewski a liquéfié l'oxygène (1) était gradué et calibré; d'autre part, le volume du tube dans lequel le gaz était renfermé avant la compression avait été mesuré; ce tube était rempli d'oxygène à une température déterminée et sous la pression atmosphérique. On connaissait donc le poids de l'oxygène contenu dans l'appareil. Après la compression, l'oxygène liquide remplissait le tube capillaire jusqu'à $0^m,02$ du bouchon de caoutchouc du réfrigérant, et le mercure arrivait au coude de ce tube capillaire; le poids de l'oxygène liquéfié est donc moindre que le poids total introduit et, par suite, le quotient du poids total par le volume du liquide est une limite supérieure de la densité, limite qui a été trouvée de 0,94.

Pour obtenir une valeur plus approchée, l'auteur remarque que la tension de l'oxygène à $-130°$ est voisine de celle de l'acide carbonique ou du protoxyde d'azote à $0°$; il admet que, si l'on opérait à zéro avec l'un de ces deux gaz, de manière à amener le mercure au même point, le rapport du poids liquéfié au poids total serait le même que pour l'oxygène à $-130°$ [les densités de ces liquides ont été déterminées par M. Andréeff (2) qui a trouvé 0,9471 pour CO^2 et 0,9370 pour Az^2O]. Par suite, si l'on fait deux opérations, l'une sur l'oxygène à $-130°$, l'autre sur l'acide carbonique à $0°$, on aura $\frac{d_1 v_1}{Q_1} = \frac{d_2 v_2}{Q_2}$, si d_1, d_2 sont les densités des deux liquides, v_1, v_2 leurs volumes, Q_1, Q_2 les poids des gaz introduits. Des mesures faites avec deux tubes, peu différents

---

(1) *Voir* ce Journal, 2e série, t. II, p. 485.

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, p. 317-333; 1859.

d'ailleurs l'un de l'autre, l'auteur déduit le chiffre 0,899 pour le poids spécifique.

Antérieurement, MM. Cailletet et Hautefeuille ([1]) avaient liquéfié un mélange de 7^{vol} d'acide carbonique et de 1^{vol} d'oxygène; en admettant qu'il n'y eût pas contraction, ils ont calculé la densité de l'oxygène liquide et trouvé :

	A 0°.			A — 23°.		
Pression	200^{atm}	275^{atm}	300^{atm}	200^{atm}	275^{atm}	300^{atm}
Densité de O...	0,58	0,65	0,70	0,84	0,88	0,89

tandis qu'un mélange d'oxygène et de protoxyde d'azote donnait pour densité, sous la pression de 300^{atm}, 0,65 à 0°, et 0,94 à — 23°.

L'hypothèse de l'auteur ne paraît pas justifiée; cependant la valeur 0,899 paraît satisfaire assez bien aux données d'une expérience de M. R. Pictet; l'appareil contenait $274^{gr},12$ d'oxygène répartis dans une cornue de $967^{cc},5$ de capacité, chauffée à 485°, et dans un tube de $45^{cc},5$ de capacité dont la température devait être comprise entre — 120° et — 130°; avec la densité 0,899, le tube devait donc contenir $40^{gr},92$ d'oxygène, et la cornue $233^{gr},2$; en admettant la loi de Gay-Lussac et celle de Mariotte, la pression calculée devrait être de 468^{atm}, et M. Pictet indique 470^{atm}; mais il est clair que le rapport entre la quantité liquéfiée et le gaz est tel qu'un changement de 0,01 dans la densité du liquide, changeant de $0^{gr},45$ le poids du gaz, ne modifierait la pression que de $\frac{0,45}{233}$ ou $\frac{1}{500}$ de sa valeur; cette vérification est donc plus apparente que réelle.

Le rapport des volumes de l'oxygène gazeux et de l'oxygène liquéfié dans les expériences de M. von Wroblewski n'est d'ailleurs pas indiqué. A. Potier.

([1]) *Comptes rendus des seances de l'Académie des Sciences*, t. XCII, p. 1086; 1881.

([2]) *Voir* Offret, *Annales de Chimie et de Physique*, p. 271 (1880), et Pictet, *ibid.*, p. 197 (1878).

L. RESPIGHI. — Esperienze fatte al R. Osservatorio del Campidoglio per la determinazione del valore della gravità (Expériences faites à l'Observatoire R. du Capitole pour déterminer la valeur de la gravité); *Atti della R. Accademia dei Lincei*, 3e série, t. XII, p. 346-369; 1882.

Les expériences de M. Respighi sont caractérisées par une série de dispositions particulières relatives : 1° au mode de suspension du pendule; 2° à la mesure de la longueur du fil de suspension; 3° à la mesure de la durée des oscillations.

I. Le pendule composé employé est formé essentiellement d'une sphère de plomb de $0^m,116980$ de diamètre à la température de 13°. Celle-ci est traversée par une tige cylindrique de fer à laquelle elle est fixée par l'intermédiaire d'un petit disque de fer à la partie inférieure et d'un petit disque de laiton à la partie supérieure. Dans le disque inférieur est vissée une pointe ou index de fer qui, par son contact avec un bain de mercure, établit en temps opportun une communication électrique destinée à l'enregistrement des oscillations. Le fil de suspension est en acier : il est encastré à son extrémité inférieure dans un bouton de laiton qui est lui-même vissé sur la tige de fer formant l'axe de la sphère. L'extrémité supérieure du même fil est encastrée dans un support rigide et parfaitement immobile. Le pendule tout entier est enfermé dans la cage d'un escalier d'une hauteur totale de 8^m et convenablement protégé contre les courants d'air. Le fil de suspension a eu dans les diverses expériences des longueurs variant de $5^m,1$ à $7^m,8$. Le poids total des diverses parties accessoires du pendule était, dans le cas le plus défavorable, de $0^{kg},11065$, et ne dépassait guère $\frac{1}{100}$ du poids ($9^{kg},43515$) de la sphère de plomb.

II. La principale difficulté de la méthode réside dans le calcul de la longueur du pendule simple synchrone du pendule composé employé. En effet, le fil d'acier, invariablement fixé par sa partie supérieure, présente une certaine rigidité, dont on peut tenir compte en admettant que l'axe de suspension ne coïncide pas avec l'extrémité fixe du fil. La correction qu'il faut introduire de ce chef sur la longueur mesurée du fil serait, d'après des expériences spécialement entreprises pour en déterminer la va-

leur, d'environ $3^{mm},4$, c'est-à-dire incomparablement supérieure à la limite des erreurs que comporte la mesure d'une longueur de 5^m à 8^m.

III. Les oscillations d'un pendule aussi long que celui de M. Respighi ont une durée qu'on peut calculer d'avance, avec une précision suffisante pour qu'il soit superflu d'enregistrer tous les passages à la verticale : il suffit, par exemple, d'obtenir d'heure en heure une indication chronographique exacte d'un passage. A cet effet, un bain de mercure supporté par des vis calantes est disposé dans une rigole en bois rectangulaire : le mercure forme au-dessus de la rigole un ménisque cylindrique que l'on peut, en temps opportun, amener à être affleuré par la pointe terminale du pendule : le contact du mercure et de la pointe détermine la production du signe chronographique indispensable. Pour que ce signal ait toujours la même netteté, indépendamment de l'amplitude des oscillations, il faut qu'il ait aussi la même durée. Cette condition est réalisée sensiblement si l'on dispose l'axe du cylindre à 45° et à l'est du plan d'oscillation primitif; car, à mesure que l'amplitude des oscillations diminue, le plan dans lequel elles s'exécutent se déplace de l'est à l'ouest, et s'il est vrai que la vitesse du pendule est moindre lors de son passage à la verticale, la durée pendant laquelle le circuit chronographique se trouve fermé varie cependant fort peu, car le cylindre de mercure est rencontré par la pointe de moins en moins obliquement et sur une trajectoire de plus en plus courte.

Une bonne horloge fournit des signaux chronographiques réguliers qui permettent de déterminer exactement l'instant du signal pendulaire. On peut ainsi, sans employer la méthode des coïncidences, obtenir avec toute la précision désirable la durée d'un nombre très grand d'oscillations.

IV. Le but de M. Respighi a été de démontrer que sa méthode est applicable et suffisamment précise plutôt que de mesurer d'une manière définitive l'accélération de la pesanteur à Rome. Toutes corrections faites, il trouve pour la longueur λ du pendule à secondes et pour la gravité g, à Rome et au niveau de la mer,

$$\lambda = 0^m,9934891, \quad g = 9^m,805343.$$

D'après les calculs de Biot, ces deux quantités devraient être

$$\lambda = 0^m,9933380, \quad g = 9^m,803851.$$

Si l'on admet l'exactitude des nombres de Biot, on voit que la méthode employée a tout au moins fourni des résultats exacts à $\frac{1}{7000}$ près de leur valeur. En tout cas, elle offre un avantage incontestable, celui de n'exiger que des ressources d'installation assez médiocres et qu'on peut à la rigueur se procurer partout.

E. Bouty.

G. QUINCKE. — Electrische Untersuchungen (Recherches électriques); *Annalen der Phys. und Chem.*, t. XIX, p. 545-588 et 705-782; 1883.

Ces Mémoires font suite à des publications déjà anciennes, presque toutes analysées dans ce Journal. Ils contiennent quelques faits intéressants que nous allons résumer en renvoyant le lecteur aux Mémoires originaux pour la description minutieuse des appareils employés.

I. *Constantes diélectriques des liquides isolants.* — En chaque point d'un diélectrique, il y a, d'après Faraday, une déformation (*strain*) dans la direction de la ligne de force et une pression (*stress*) perpendiculaire à cette direction. Ces deux déformations varient avec la nature du liquide, selon M. Helmholtz; mais, si l'on adopte les idées de Cl. Maxwell, elles sont égales et données toutes deux par la formule

$$(1) \qquad p = \frac{K_1 P^2}{8\pi\alpha^2}$$

où P est la différence de potentiel des deux plateaux d'un condensateur, α leur distance, et K_1 la constante diélectrique du milieu intermédiaire.

Si un condensateur de surface O est placé dans un liquide de constante diélectrique K, la quantité d'électricité qui y est condensée est

$$(2) \qquad Q = CP = K\frac{OP}{4\pi\alpha},$$

C étant la capacité électrique du condensateur.

D'après Maxwell et M. Helmholtz, $K = K_1$. De plus, d'après Maxwell, cette constante est égale au carré de l'indice de réfraction correspondant à une radiation de longueur d'onde infinie. En outre, M. Helmholtz suppose que deux quantités d'électricité E, E' s'attirent avec la même force que les quantités $E\sqrt{K}$, $E'\sqrt{K}$ quand elles sont séparées par un milieu électrique de constante K.

L'auteur s'est proposé de rechercher si les hypothèses précédentes sont exactes. Dans ce but, il mesure :

1° La constante diélectrique K_p, pour une déformation parallèle aux lignes de force, en employant une sorte de balance d'induction renfermée dans une cage de verre remplie d'air ou du liquide à examiner; les plateaux du condensateur étaient réunis à un électromètre de Thomson et chargés par une machine de Holtz ou une bobine de Ruhmkorff;

2° La constante diélectrique K par la méthode ordinaire, en mesurant la capacité électrique d'un condensateur [d'après l'équation (2)] formé par les plateaux de la balance électrique quand ils sont plongés dans l'air ou dans un liquide isolant;

3° La constante K_s correspondant à une pression normale aux lignes de force. Cette constante était évaluée au moyen d'une bulle d'air plongée dans le liquide isolant et dont on cherchait l'augmentation de force élastique par un tube manométrique en U, contenant un mélange de sulfure de carbone et d'éther de densité 1,272. La variation de force élastique est proportionnelle à la différence de potentiel des plateaux, d'où K_s par l'équation (1).

Voici quelques résultats des expériences de M. Quincke :

Liquides.	Indice de réfraction. n.	Constantes diélectriques. K.	K_p.	K_s.
Ether	1,3605	3,364	4,851	4,672
5^vol éther + 1^vol CS^2	1,4044	2,871	4,136	4,392
1^vol » + 1^vol »	1,4955	2,458	3,359	3,392
1^vol » + 3^vol »	1,5677	2,396	3,132	3,061
Sulfure de carbone	1,6386	2,217	2,669	2,743
Benzine	1,505	2,05	2,325	2,375
Huile de colza	1,4743	2,443	2,385	3,296
Essence de térébenthine	1,4695	1,94	2,259	2,356
Pétrole	1,4482	1,705	2,138	2,149

Les différentes valeurs de K, K_p, K_s ne sont donc ni égales entre

elles ni égales à n^2, contrairement à la théorie de Maxwell. Dans la plupart des cas, K_p et K_s sont approximativement égaux et toujours plus grands que K, sauf pour l'huile de colza.

Les mélanges étudiés permettent en outre d'énoncer la loi suivante :

Si l'on mélange des volumes v_1 et v_2 de liquides dont les constantes diélectriques sont K_1 *et* K_2, *le mélange a approximativement comme constante diélectrique*

$$K = \frac{K_1 v_1 + K_2 v_2}{v_1 + v_2}.$$

II. *Double réfraction électrique.* — L'auteur émet d'abord l'opinion que les substances isolantes acquièrent la double réfraction quand elles sont soumises en des points différents à des forces électriques inégales, ce qui est en contradiction avec le fait suivant vérifié par M. Kerr, à savoir que le sulfure de carbone entre deux plateaux métalliques parallèles devient biréfringent quand les plateaux sont chargés comme les armatures d'une bouteille de Leyde. M. Kerr a aussi prouvé que, dans le cas du sulfure de carbone, la différence de phase des rayons polarisés parallèlement et normalement aux lignes de force est proportionnelle au carré de la différence des potentiels et inversement proportionnelle au carré de la distance des plateaux. M. Quincke se propose d'étendre cette loi à différents liquides au moyen d'un appareil qui consiste en un tube de verre de Bohème contenant deux plateaux concentriques de nickel; l'espace annulaire entre les deux plateaux est rempli du liquide à étudier et les plateaux réunis à un électromètre Thomson peuvent être chargés par une machine de Holtz ou une batterie. Ce conducteur était placé entre deux nicols et un compensateur de Babinet.

Parmi les liquides étudiés, on peut citer le sulfure de carbone et l'éther, soit seuls, soit mélangés, la benzine pure concentrée ou diluée, le soufre dissous dans le sulfure de carbone, l'essence de térébenthine et ses mélanges avec le sulfure de carbone, l'huile de colza.

La loi de Kerr énoncée plus haut donne

$$\delta = B \frac{P^2}{a^2} \frac{l}{100}.$$

δ est la différence de phase des rayons polarisés à angle droit, P la différence de potentiel, l la longueur de la colonne de liquide relative à 100^{cc}, a la distance en centimètres des deux plateaux et B caractérise la biréfringence.

Si l'on se sert de cylindres au lieu de plateaux, il faut remplacer a par $R \log \frac{R_2}{R_1}$, R_2 et R_1 étant les rayons des deux cylindres et R leur différence.

Les expériences montrent que, pour le même liquide, B est constant pour différentes valeurs de P, δ, l et a.

La valeur de B, très grande pour le sulfure de carbone et ses mélanges, est très faible pour le pétrole et l'essence de térébenthine, qui ne présentent, à proprement parler, aucune double réfraction.

L'étude des mélanges montre qu'on n'a pas ici une équation de la forme

$$B = \frac{v_1 B_1 + v_2 B_2}{v_1 + v_2},$$

où v_1 et v_2 sont les volumes des liquides mélangés, dont les constantes de biréfringences seraient B_1 et B_2.

Un phénomène curieux a été découvert par l'auteur dans le courant de ses expériences. Quand les forces électriques à l'intérieur du liquide sont soumises à des fluctuations périodiques par la variation des différences de potentiel de l'appareil chargeant, on voit des bulles s'élever dans le liquide isolant et l'on entend un son musical dont la hauteur décroît en même temps que la différence de potentiel.

III. *Changement de l'indice de réfraction d'un liquide par les forces électriques.* — M. Quincke se servait du condensateur à liquide précédemment décrit et d'un appareil interférentiel assez semblable à celui de M. Jamin. Voici les principaux résultats obtenus :

1° Il y a tantôt augmentation et tantôt diminution de l'indice avec le même liquide; ces alternatives peuvent provenir d'un changement de pression hydrostatique à l'intérieur du liquide en rapport avec les variations de la pression électrique;

2° Par l'action prolongée des forces électriques, il y a une diminution de l'indice correspondant à une élévation de température

pouvant aller jusqu'à $\frac{1}{10}$ de degré. Cette diminution augmente avec la différence de potentiel des électrodes et avec la viscosité du liquide. Cela provient apparemment d'une élévation de température causée par un frottement des particules du liquide.

3° Le courant électrique semble passer par intermittences et non continuellement entre les plateaux métalliques.

B.-C. DAMIEN.

E. BAZZI. — Sul calore sviluppato da una corrente durante il periodo variabile (Chaleur développée par un courant pendant la période variable); *Atti della R. Accademia dei Lincei*, 3e série, t. XIII, p. 537-555; 1882.

Dans un travail antérieur, MM. Bazzi et Cobianchi [1] s'étaient attachés à démontrer expérimentalement que l'intensité des courants pendant la période variable est bien représentée par les formules connues, établies théoriquement par M. Helmholtz. Aujourd'hui M. Bazzi prouve que la quantité de chaleur Q dégagée dans un fil au bout d'un temps t peut être calculée par la formule

$$Q = \frac{1}{J}\int_0^t i^2 r\,dt,$$

qui exprime que la loi de Joule est applicable à la période variable.

La méthode de l'auteur consiste à limiter la durée des courants dans un circuit unique, ou dans deux circuits voisins réagissant l'un sur l'autre par induction, à l'aide de l'interrupteur si ingénieux de M. Felici. Un fil appartenant au circuit étudié est enfermé dans une sorte de thermomètre à air, dont le réservoir, formé d'un tube à essai, est enfermé dans une enceinte à température constante, et dont la tige, repliée horizontalement, contient un index de mercure. La position de ce dernier peut être relevée à l'aide d'un microscope dont on mesure le déplacement par une vis micrométrique.

Quand on a réglé l'interrupteur Felici de manière à assurer une durée t au courant qu'on va lancer dans le fil, et mesuré à l'aide du microscope le déplacement de l'index correspondant au passage

---

[1] *Nuovo Cimento*, 3e série, t. IV; 1878.

du courant, on a réalisé une observation complète. On répète une série d'observations analogues pour diverses valeurs de t, et l'on vérifie que les déplacements thermométriques varient comme l'intégrale $\frac{1}{J}\int_0^t i^2 r\,dt$. Or il est aisé de voir que le déplacement de l'index est proportionnel à la quantité de chaleur versée par le courant dans le fil immergé dans le réservoir du thermomètre. La loi de Joule se trouve donc vérifiée.

Les expériences de M. Bazzi ont porté sur les extra-courants et sur les courants induits primaires correspondant à l'interruption ou au rétablissement du circuit inducteur.

La concordance de l'observation et des formules est des plus satisfaisantes. E. Bouty.

BALFOUR STEWART. — On the connexion between the state of the Sun's surface and the horizontal intensity of the Earth's magnetism (Sur la relation entre l'état de la surface du Soleil et l'intensité horizontale du magnétisme terrestre) : *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. XXXIV, p. 406; 1882.

En comparant les observations faites pendant deux ans en quatre lieux très éloignés du globe sur l'intensité horizontale du magnétisme terrestre, Broun avait reconnu que cette intensité varie simultanément dans le même sens et à peu près dans la même proportion en tous ces points. La cause de ces variations semble donc affecter simultanément le globe terrestre entier.

M. Stewart a compulsé les résultats rassemblés par Broun et les a comparés avec les observations faites aux mêmes époques relativement à l'abondance des taches solaires. Il a trouvé que les maxima et les minima observés cinquante ou soixante fois pendant ces deux années coïncident sensiblement pour les deux phénomènes. Les maxima et les minima des taches paraissent seulement précéder de quelques heures les maxima et les minima magnétiques. Ce retard s'observe, du reste, dans d'autres phénomènes magnétiques, comme les variations diurnes. Fousserau.

W. HUGGINS. — On a method of photographing the solar corona without an eclipse (Sur une méthode pour photographier la couronne solaire sans éclipse); *Proceedings of the Royal Society of the London*, vol. XXXIV, p. 409; 1882.

La couronne solaire envoie une lumière masquée à peu près entièrement par l'illumination de l'atmosphère terrestre, surtout dans le voisinage du Soleil. M. Huggins a remarqué que le spectre continu, fourni par la couronne au moment des éclipses, présente un éclat particulièrement intense entre les raies G et H. Il s'est proposé, en conséquence, de photographier la couronne en éteignant toute la lumière étrangère à cette région et donnant ainsi à la couronne une prépondérance marquée sur l'état de l'atmosphère.

Les photographies sont obtenues au moyen d'un télescope de Newton portant une chambre noire. En avant de la feuille sensible, on place la substance absorbante, qui a été tantôt un verre violet, tantôt une solution récente de permanganate de potasse. Cette dernière substance laisse passer avec les rayons violets des rayons rouges qui, dans ces conditions, n'ont pas d'action sensible.

On a obtenu ainsi, dans le courant de l'été 1882, vingt épreuves satisfaisantes, présentant toutes les particularités déjà connues de la couronne et une ressemblance frappante dans les détails avec les photographies obtenues en Égypte lors de l'éclipse du 17 mai de la même année. Il semble probable qu'en opérant sous des cieux plus purs que celui de l'Angleterre, et particulièrement en des lieux élevés, on pourra désormais suivre jour par jour les modifications de la couronne solaire. FOUSSEREAU.

LORD RAYLEIGH. — On the dark plane which is formed over a heated wire in dusty air (Sur le plan obscur qui se produit au-dessus d'un fil chauffé dans l'air chargé de poussières); *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. XXXIV, p. 414; 1882.

Quand un fil horizontal est échauffé, par exemple par un courant électrique, il se forme au-dessus de lui une traînée verticale d'air dépourvu de particules en suspension, comme on peut s'en assurer en illuminant les poussières contenues dans l'air environ-

nant par un puissant foyer lumineux. M. Tyndall expliquait ce phénomène par une dilatation subite de l'air au contact du corps chaud, les poussières ne participant pas à cette dilatation et n'étant pas entraînées. M. Frankland admet que les corpuscules en suspension dans l'atmosphère de Londres sont principalement liquides et se vaporisent au contact du corps chaud.

Lord Rayleigh, en opérant dans une boîte remplie de fumée de papier très épaisse et garnie de glaces de verre sur ses parois latérales, a obtenu des traînées sombres au-dessus de tiges métalliques dont la température ne dépassait pas celle de la main. Il a aussi obtenu des traînées descendantes avec des tiges ou des tubes refroidis au-dessous de la température ambiante.

Les explications précédentes du phénomène ne peuvent donc être admises. Lord Rayleigh, remarquant que les deux courants d'air chaud ou froid, formés de part et d'autre de la tige, se réunissent au-dessus ou au-dessous d'elle en un seul courant très étroit, pense que le frottement de la tige dans ces conditions détermine des tourbillons dans l'air ascendant ou descendant et développe ainsi une force centrifuge capable d'écarter les poussières plus lourdes, en les rejetant en dehors de la masse en mouvement. FOUSSEREAU.

ZEITSCHRIFT FUR KRYSTALLOGRAPHIE UND MINERALOGIE.

Tome VII; 1883.

TH. HJORTDAHL. — Mangan und Eisenpikrat (Picrates de manganèse et de fer); p. 69.

Ces deux sels, complètement isomorphes, sont orthorhombiques et dérivent d'un prisme de 125°13′ pour le sel de manganèse, de 124°50′ pour le sel de fer. Ils présentent une particularité intéressante, c'est l'énorme dispersion de leurs axes optiques; les axes rouges (lithium) sont dans un plan parallèle à la grande diagonale de la base et écartés de 41°53′ (manganèse), 50°16′ (fer), tandis que les axes verts (thallium) sont dans le plan perpendiculaire et font un angle de 57°13′ (manganèse), 46°54′ (fer). Ces mesures se rapportent à l'angle extérieur.

L'auteur a étudié des mélanges de ces deux sels et a trouvé, par la mesure de leurs angles d'axes optiques, que ces cristaux, d'une dispersion d'axes exceptionnelle, satisfont complètement à la loi que j'ai établie ([1]).

P. SCHWEBEL. — Photometrische Untersuchungen an Tourmalinplatten (Recherches photométriques sur des plaques de tourmaline); p. 153.

L'auteur a étudié, à l'aide du photomètre de Glan ([2]), l'intensité de la lumière transmise à travers des plaques de tourmaline bleue ou brune. Il a déterminé pour chaque plaque l'intensité de la lumière polarisée dans la section principale et dans la section perpendiculaire et a opéré sur des plaques parallèles à l'axe, ou faisant avec l'axe des angles de 30° ou de 60°. Les mesures ont été faites de 5° en 5° pour les divers degrés de l'échelle spectroscopique de Kirchhoff et Bunsen. Nous ne pouvons que renvoyer au Mémoire original pour la comparaison des nombreux résultats numériques indiqués par l'auteur.

C. BAERWALD. — Die Hauptbrechungsexponenten des Rutil (Indices de réfraction principaux du rutile); p. 167.

M. Baerwald a déterminé les indices du rutile, inconnus jusqu'à présent. Il a utilisé un cristal d'une transparence remarquable, de Syssert, dans l'Oural, taillé sous forme d'un prisme de 25°. Il a trouvé des valeurs très élevées.

	Indices	
	ordinaires.	extraordinaires.
Raie du lithium...........	2,5671	2,8415
Raie du sodium...........	2,6158	2,9029
Raie du thallium..........	2,6725	2,9817

Il n'y a que la ziguéline, l'argent rouge et le cinabre qui possèdent des indices plus forts.

([1]) *Journal de Physique*, 1re série, t. VII, p. 325.
([2]) *Journal de Physique*, 1re série, t. VI, p. 354.

TH. LIEBISCH.— Ueber eine Methode zur Bestimmung der Hauptbrechungsindices rhombischer Krystalle (Méthode pour l'évaluation des indices principaux des cristaux orthorhombiques); p. 433.

Ce Mémoire est le développement d'une Note de A. Beer, dans les *Ann. de Pogg.* pour 1852 (t. XCI, p. 281-282). Beer a montré qu'avec une plaque à faces parallèles taillée d'une manière quelconque par rapport aux axes optiques, et dont on connaît la position, on pouvait, par l'observation de l'angle des positions d'extinction avec les bords de la plaque, trouver l'angle vrai des axes. L'auteur développe les calculs, trop longs pour être transcrits, et montre qu'avec deux plaques on peut calculer les trois indices principaux.

H. BUCKING.—Ueber den Einfluss eines messbaren Druckes auf doppeltbrechende Mineralien (Influence d'une pression déterminée sur les minéraux biréfringents); p. 555.

On sait que, sous l'influence d'une pression exercée perpendiculairement à l'axe optique, un cristal uniaxe devient biaxe d'une façon transitoire et que le plan des axes optiques est perpendiculaire à la direction de la pression dans les cristaux négatifs, parallèle dans les cristaux positifs, comme le quartz. M. Bücking s'est proposé, non seulement de déterminer la loi suivant laquelle l'angle des axes varie avec la pression, mais aussi de déterminer les variations permanentes qu'on pouvait ainsi produire. Ceci se rattache à une question pendante, relative aux anomalies optiques que présentent un grand nombre de cristaux, que les uns rapportent avec M. Klein à des *tensions intérieures*, que d'autres, et en grande majorité les minéralogistes français, notamment M. Mallard, expliquent par des macles de cristaux d'une symétrie inférieure, mais de formes limites, dont le groupement produit une forme d'un degré supérieur de symétrie.

Nous ne pensons pas que les résultats obtenus par M. Bücking soient de nature à donner une solution définitive.

L'appareil consiste en une platine placée sur un microscope polarisant, sur laquelle la plaque cristalline est pressée entre une vis et la tige d'un dynamomètre à ressort à boudin. On peut ainsi

évaluer la pression et mesurer l'angle des axes. L'auteur a étudié l'apatite, le béryl, la tourmaline, cristaux uniaxes, et un cristal biaxe, la sanidine (orthose vitreux de l'Eifel).

Nous pouvons prendre comme exemple les résultats obtenus sur une des plaques d'apatite. La plaque présentait avant l'application de la pression des axes écartés de 3° dans le plan parallèle à la direction de la pression. La pression variant de zéro à 100 livres, sur une plaque carrée de $0^m,005$ de côté et de $0^m,004$ d'épaisseur, l'angle des axes est devenu nul pour une pression de 6 livres, égal à 10° pour une pression de 33 livres, et à 17° pour une pression de 100 livres. Après la suppression de la pression, les axes faisaient un angle de 5° dans le plan *primitif*, c'est-à-dire *parallèlement* à la pression. Cet angle *permanent* n'a pas varié pour une nouvelle application d'une pression de 100 livres. L'angle transitoire répondant à la pression de 100 livres n'était alors que de 14°.

Le béryl n'a pas donné de variation permanente. La variation passagère est du même ordre de grandeur que dans l'apatite. Il en est de même dans la tourmaline, sauf que la variation passagère, assez variable du reste avec les échantillons, est bien moindre que dans les cristaux précédents.

L'orthose vitreux a les axes jaunes disposés soit dans le plan de symétrie, soit dans le plan perpendiculaire. Une pression perpendiculaire au plan de symétrie écarte les axes dans ce plan et les rapproche dans le plan perpendiculaire. Un cristal présentant à la pression zéro un angle des axes jaunes de 26° dans le plan de symétrie a, à la pression de 100 livres, un angle de 31°; un cristal ayant des axes écartés de 23°30′ dans le plan perpendiculaire au plan de symétrie n'offre plus à la pression de 100 livres qu'un angle de 15°,5; enfin un cristal dont les axes font dans le plan perpendiculaire au plan de symétrie un angle de 6°,5, à la pression zéro, devient uniaxe pour le jaune, à la pression de 30 livres, et à un angle des axes de 13° dans le plan de symétrie pour la pression à 100 livres. L'orthose se comporte donc comme les cristaux précédents, c'est-à-dire comme un cristal uniaxe optiquement négatif, ce qui est d'accord avec la convention faite pour le signe des biaxes (l'orthose est négatif). H. Dufet.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5ᵉ série. — Tome XXX. — Décembre 1883.

R. CLAUSIUS. — *Détermination théorique de la tension de la vapeur saturée, du volume spécifique de cette vapeur et de celui du liquide*, p. 433.

SIR W. SIEMENS et M. A.-K. HUNTINGTON. — *Sur le fourneau électrique*, p. 465.

BERTHELOT. — *Recherches sur l'absorption des gaz par le platine*, p. 516.

Philosophical Magazine.

5ᵉ série. — Tome XVII. — Janvier 1884.

J. LARMOR. — *Induction électromagnétique dans les lames conductrices et les corps solides*, p. 1.

G.-W. CLARK. — *Purification du mercure par distillation dans le vide*, p. 24.

K.-H.-M. BOSANQUET. — *Galvanomètre de tension étalon*, p. 27.

PROF. TAIT. — *Topologie de Listing*, p. 30.

R. CLAUSIUS. — *Théorie des machines dynamo-électriques*, p. 46.

G. SMITH. — *Nouvelle forme de poulie pour l'intégrateur à disque et à poulie*, p. 59.

J. TYNDALL. — *Sur l'arc-en-ciel*, p. 61.

G. QUINCKE. — *Changement de volume et d'indice de réfraction des liquides produit par la pression hydrostatique*, p. 65.

Février 1884.

G. CROLL. — *Examen de la modification à la théorie des changements séculaires de climat, proposée par M. A.-R. Wallace*, p. 81.

A.-F. CHATTOCK. — *Méthode pour déterminer expérimentalement la constante d'un électrodynamomètre*, p. 111.

R. CLAUSIUS. — *Théorie des machines dynamo-électriques*, p. 119.

SILVANUS P. THOMPSON. — *Nouveau support isolant*, p. 134.

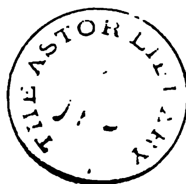
F.-Y. EDGEWORTH. — *Sur la réduction des observations*, p. 135.

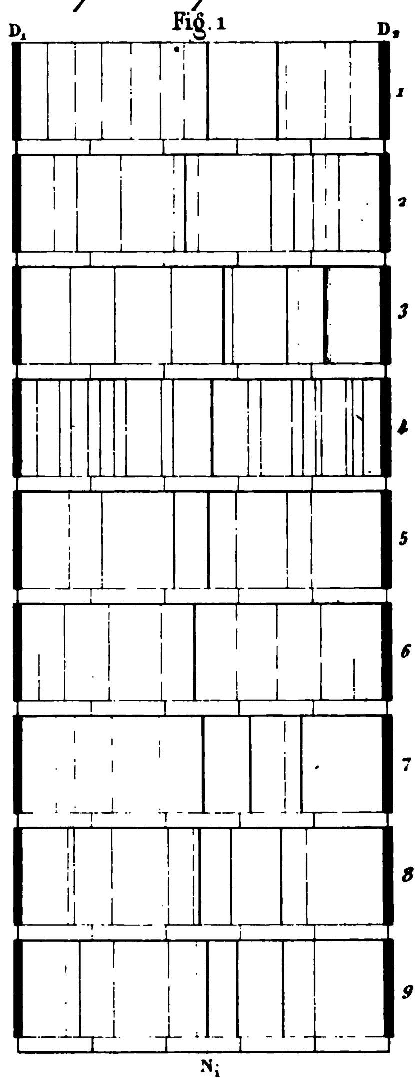
S. NEWCOMB. — *Sur quelques points de climatologie*, p. 142.

G. TYNDALL. — *Note sur l'arc-en-ciel blanc*, p. 147.

G. NICOL. — *Sur l'équilibre des dissolutions salines*, p. 150.






Spectroscopie solaire. _ Mong
Fig. 1
D1
D2
1
2
3
4
5
6
7
8
9
N1

groupe D; par M. Thollon.

Fig. 2.

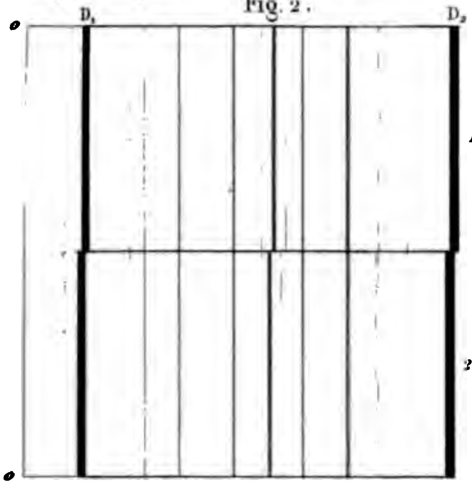
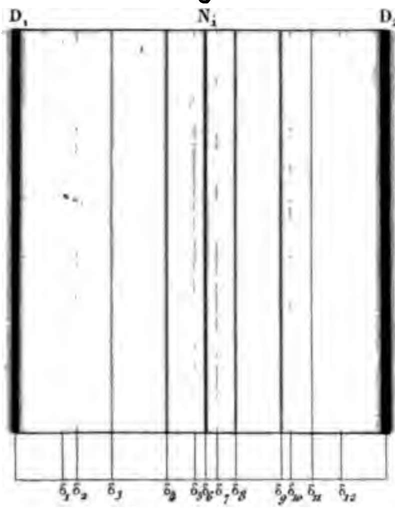
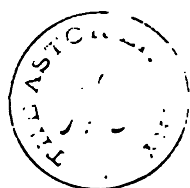


Fig. 3





ÉTUDE SPECTRALE DU GROUPE DE RAIES TELLURIQUES NOMMÉ α (ALPHA) PAR ANGSTRÖM;

PAR M. A. CORNU.

Depuis les travaux de Brewster et de M. Janssen, on sait que le spectre solaire présente des bandes ou groupes de raies sombres d'intensité variable avec la chaleur du Soleil, produites par l'absorption due à l'atmosphère terrestre. Ces principaux groupes telluriques ont reçu des désignations particulières : à l'extrême rouge, la raie A de Fraunhofer est d'origine atmosphérique; il en est de même du groupe a et de la raie B; plus loin, entre C et D, se trouvent d'abord un groupe moins intense nommé α par Angström, puis les raies telluriques voisines de D, dont j'ai donné récemment une description spéciale (*Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 58); enfin, au delà de la raie D, une bande δ (Brewster) termine la série des principales bandes atmosphériques du spectre visible.

La figure ci-dessous indique la répartition des raies telluriques dans le spectre solaire visible : d'après nos connaissances actuelles,

Fig. 1.



les groupes A, B, α et δ seraient dus à l'atmosphère sèche : les groupes a et ceux voisins de C et de D seraient causés par la vapeur d'eau.

La continuation de mes études sur les raies telluriques des régions les plus lumineuses du spectre solaire m'a conduit naturellement à examiner en détail le groupe α, découvert par Brewster, situé dans l'orangé, entre les raies C et D de Fraunhofer. Ce groupe, d'apparence complexe (1), mérite une attention toute spé-

(1) Voir *Madeira spectroscopic*, par M. C. Piazzi Smyth, et l'Atlas de M. Fiévez.

ciale; d'abord il devient extrêmement intense lorsque le Soleil s'approche de l'horizon, ce qui dénote dans l'atmosphère terrestre la présence d'un élément doué d'un pouvoir absorbant considérable et dont l'étude s'impose nécessairement. Angström a depuis longtemps reconnu que la substance absorbante qui le produit n'est pas la vapeur d'eau, car il persiste aux plus grands froids des hivers de Suède. En second lieu, ce groupe, bien que situé dans une région déjà assez sombre, reste très visible, même avec une forte dispersion, lorsque le Soleil atteint l'horizon : l'étude peut donc en être suivie à toute époque de la journée.

L'Atlas d'Angström est malheureusement assez incomplet dans cette région : il a donc fallu commencer par refaire la carte de ce groupe en adoptant une échelle quatre ou cinq fois plus grande. Les premières journées d'observation (août et septembre 1883, Courtenay, Loiret) se passèrent à relever les raies visibles et à noter leurs variations relatives avec la hauteur du Soleil. Comme mes devanciers, je ne vis d'abord qu'un amas complexe de lignes sombres, distribuées irrégulièrement comme les raies telluriques voisines de D ; mais de cette confusion sortit tout à coup une régularité singulière lorsque je parvins à démêler avec certitude les diverses espèces de raies qui se superposent dans ce groupe et qui appartiennent au moins à trois catégories distinctes. Il n'est peut-être pas sans intérêt d'indiquer brièvement la marche suivie pour atteindre ce résultat.

1° *Raies d'origine solaire.* — Avec le réseau Rutherfurd dont je faisais d'abord usage (*Comptes rendus,* t. XCV, p. 801), la distinction des raies telluriques d'avec les raies solaires se faisait par la considération des intensités relatives à diverses hauteurs du Soleil. Cette détermination est extrêmement longue et pénible : elle exige des séries d'observations de plusieurs heures faites dans des conditions météorologiques à peu près constantes, et les résultats ne sont décisifs que si les raies à comparer sont voisines comme distance et comme intensité. Ayant reçu de M. le professeur Rowland un magnifique réseau sur métal que l'Université John Hopkins de Baltimore a gracieusement offert à l'École Polytechnique, j'essayai une méthode permettant d'abréger le travail et de déterminer, à la simple inspection, les raies d'origine solaire. Grâce à la dispersion

des spectres, à l'intensité et à la perfection des images de cet admirable réseau (1), la réussite a été complète.

Le principe de la méthode est le déplacement des raies dans le spectre de la lumière émise par une source en mouvement absolu ou relatif, principe énoncé pour la première fois en 1848 par notre illustre Confrère M. Fizeau, dans un Mémoire rectifiant les idées de Doppler (2). Ce déplacement des raies spectrales a été depuis considéré bien des fois par divers spectroscopistes (Secchi, Huggins, Zöllner, etc.), mais c'est à M. Thollon qu'on doit l'expérience où le déplacement dû à la rotation du Soleil a été mis hors de doute : l'artifice imaginé par M. Thollon consiste à comparer à des raies telluriques fixes les raies solaires, qui se déplacent suivant qu'on prend comme source l'une ou l'autre extrémité de l'équateur solaire (*Comptes rendus*, t. XCI, p. 369). Par cette observation différentielle l'auteur s'est mis à l'abri des effets de parallaxes aux-

(1) La surface striée ne mesure pas moins de $0^m,06$ (longueur des traits) sur $0^m,08$ de largeur : la distance constante des traits est égale à $0^{mm},001760$. L'appareil d'observation se compose d'un collimateur de $1^m,18$ de longueur focale ($0^m,090$ d'ouverture) et d'une lunette de $1^m,40$ (0,105 d'ouverture); l'angle des axes optiques est fixe (environ 42°) de manière à observer le deuxième spectre sous une incidence presque normale.

(2) *Bulletin de la Société philomathique*, 23 décembre 1848, et *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XIX, p. 211.

D'après la formule de M. Fizeau, on a

$$\lambda' = \lambda\left(1 - \frac{v}{V}\right),$$

où λ est la longueur d'onde de la radiation émise par la source supposée au repos, λ' la longueur d'onde observée, v la composante de la vitesse relative de la source par rapport à l'observateur suivant la direction du faisceau reçu et V la vitesse de la lumière (300000^{km} à la seconde).

Dans le cas où l'on considère comme source le contour apparent du Soleil aux extrémités de l'équateur, le rapport $\frac{v}{V} = \pm \frac{2}{300000}$, car la vitesse d'un point de l'équateur solaire est égale très sensiblement à 2^{km} par seconde. [Le rayon solaire équatorial égale 108,6 rayons terrestres de 6378^{km} et la durée de rotation du Soleil est de vingt-cinq jours quatre heures et vingt-neuf minutes (*Annuaire du Bureau des Longitudes*, 1884)]. On en conclut aisément que le déplacement des raies spectrales, dans le voisinage des raies D_1, D_2 ($\lambda_1 = 589,40$, $\lambda_2 = 588,89$), est environ $\pm \frac{1}{150}$ de la distance de ces deux raies, suivant qu'on prend comme source le bord oriental ou le bord occidental de l'équateur solaire : le déplacement atteint donc $\frac{1}{75}$ de cette distance. Les mesures micrométriques vérifient ce calcul à l'approximation, nécessairement assez restreinte, que donnent les pointés.

quels les dispositifs employés jusqu'ici pour ces mesures peuvent donner lieu.

L'analyse des conditions optiques de la formation des images m'a permis de faire faire à la question un pas de plus et de rendre absolue l'observation relative que M. Thollon a si bien utilisée à la démonstration du principe de M. Fizeau.

Voici comment on doit opérer : on projette sur la fente du collimateur l'image très petite du disque solaire produite par une lentille achromatique de $0^m,10$ à $0^m,12$ de distance focale : on fait *osciller rapidement* (deux à trois fois par seconde) la lentille, de manière à amener alternativement les deux bords du disque tangentiellement au même point de la fente. On voit alors les raies d'origine solaire osciller comme la lentille, tandis que les raies telluriques restent fixes : les grains de poussière dont le fil horizontal du réticule est toujours parsemé servent de repères très commodes. L'amplitude de ce balancement des raies mobiles est d'autant plus grande que la direction de l'équateur solaire est plus près d'être normale à la fente; mais, grâce à l'oscillation rapide qu'on donne à l'image, le balancement est si net qu'il est reconnaissable à peu près dans toutes les orientations de l'équateur solaire. Au moindre balancement, il se produit même une singulière illusion : les raies mobiles paraissent se détacher en relief et osciller en avant du plan des raies fixes.

L'emploi d'une très petite image solaire en oscillation rapide (¹) constitue déjà un perfectionnement notable à la méthode ordinai-

---

(¹) Le balancement des raies est tellement favorable à la netteté de l'impression physiologique qu'il rend visibles des déplacements qui passeraient inaperçus sans cet artifice : on s'en convainc en opérant *statiquement;* à cet effet, on interpose entre la fente et la lentille collectrice un prisme biréfringent qui permet de rendre tangents, normalement à la fente, les deux bords opposés du disque solaire. Les raies telluriques restent rectilignes, les raies solaires sont inclinées et brisées. La brisure qui caractérise la double déviation n'est bien nette que lorsque l'orientation du disque solaire est voisine du maximum d'effet. Il est juste d'ajouter que ce mode opératoire diminue au moins de moitié l'intensité générale du champ de vision.

Néanmoins, c'est celui qu'on doit appliquer à la distinction des raies telluriques et solaires par la *photographie* dans les régions infra-rouge ou ultra-violette. Il est alors utile d'employer le dispositif bien connu du prisme à réflexion totale pour orienter l'équateur solaire dans la direction la plus favorable, c'est-à-dire parallèlement à la fente du collimateur. Des essais préliminaires m'ont prouvé qu'on

rement employée; mais il reste à indiquer les conditions que doivent remplir les appareils, conditions sans lesquelles le phénomène perd sa netteté et se réduit à l'apparence différentielle de M. Thollon, au lieu d'offrir le phénomène absolu qu'il importe d'obtenir.

La première condition est bien connue : le plan de l'image du disque solaire doit coïncider exactement avec la fente du collimateur; la seconde est non seulement négligée dans les spectroscopes, mais elle est même parfois rejetée comme défavorable à la beauté des images.

Cette condition est l'*aplanétisme* de l'image spectrale : elle consiste à faire coïncider, dans le plan du réticule de la lunette d'observation, les foyers des deux systèmes rectangulaires de lignes qu'on peut apercevoir dans le champ, à savoir les raies spectrales et les stries transversales causées par les défauts de la fente du collimateur (¹). On reconnaît aisément que, si ces conditions sont remplies, le déplacement des faisceaux concentrés exactement dans le plan de la fente par la lentille collective est sans influence sur la position des raies spectrales, quelle que soit la loi de variation des intensités successives des faisceaux; tandis que, dans le cas con-

---

ne s'aurait trop s'attacher à réaliser la rigueur des conditions focales dont il est ici question pour obtenir sur les clichés des résultats probants.

Il est utile d'ajouter que l'intensité des radiations observées exerce une influence considérable sur la visibilité du phénomène : ainsi, dans les parties sombres du spectre solaire, la brisure et même le balancement des raies deviennent de moins en moins perceptibles à mesure que l'éclat du champ diminue. Avec l'appareil dont je faisais usage, le phénomène s'effaçait au delà du groupe B dans le rouge, en deçà de G dans le bleu. C'est alors que la photographie doit venir en aide à l'observateur.

(¹) Dans le Mémoire détaillé, je donnerai la manière de corriger les spectroscopes de cette erreur d'aplanétisme, erreur généralement considérée comme avantageuse (comme dans les réseaux concaves), parce qu'elle débarrasse le champ de vision des stries horizontales, à peu près inévitables.

Il suffira de dire ici que cette correction s'obtient très aisément avec les réseaux, sans lentille auxiliaire, par la variation méthodique du tirage du collimateur et l'observation séparée des foyers des deux espèces de raies : les stries horizontales suivent la loi ordinaire des foyers conjugués, comme si le réseau n'existait pas; les raies spectrales sont soumises à une loi différente, de sorte qu'il est toujours possible de déterminer le plan où les deux systèmes de foyers coïncident.

Avec les spectroscopes à prismes, la correction sans lentille auxiliaire est moins simple : on l'obtient par une rotation convenable des prismes relativement à la position du minimum de déviation.

traire, il peut se produire un déplacement anormal, ou *parallaxe* des images : de là l'impossibilité d'obtenir la fixité absolue des raies telluriques lors du balancement de la lentille collectrice. C'est probablement faute d'avoir eu égard à cette seconde condition que l'on n'a pas jusqu'ici obtenu cette fixité parfaite, nécessaire à la rigueur des résultats. Lorsque les plans de toutes les images focales remplissent bien la condition de coïncidence indiquée ci-dessus, la distinction des raies solaires et telluriques devient immédiate : on interroge, en quelque sorte individuellement, chaque raie; elle répond, par sa fixité, qu'elle est d'origine terrestre, par son balancement, qu'elle est d'origine solaire.

La figure ci-après met en évidence les principales raies d'origine solaire du groupe α (raies prolongées vers le bas) : presque toutes sont comparables en intensité aux raies telluriques voisines, ce qui produit la complexité apparente du premier abord. L'examen attentif de ces raies métalliques, sous une grande dispersion, montre que leur aspect est tout autre qu'on ne le croit généralement. Parmi les plus fortes, quelques-unes (telles que $\lambda = 627{,}94$; 628,97; 629,84; 630,03; 630,13, ...) paraissent grises, larges et estompées sur les bords, caractère ordinaire des bandes d'absorption à froid; au contraire, les raies telluriques sont nettes, comme tracées au tire-ligne, et d'un noir très accentué. Cette sorte d'interversion des caractères ordinaires apportait une difficulté de plus à l'étude de cette région et, sans la méthode du balancement des raies, il eût fallu bien du temps pour éviter les confusions ([1]).

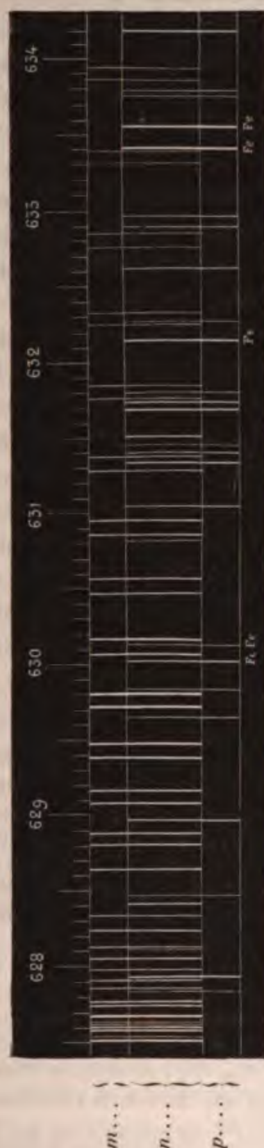
2° *Raies dues à l'atmosphère sèche.* — Le départ des raies d'origine solaire étant effectué, les principales raies telluriques qui subsistent (raies prolongées vers le haut, figure ci-dessus) forment

---

([1]) Le Mémoire de M. Piazzi Smyth, *Madeira spectroscopic*, en fournit une preuve : les deux Planches (IX et X) consacrées à la comparaison du groupe α aux grandes et aux faibles hauteurs du Soleil au-dessus de l'horizon, présentent un relevé très détaillé de toutes les raies avec leurs intensités respectives dans les deux cas : malgré la variété et le nombre des observations qu'elles représentent la distinction des raies telluriques n'a pas été assez frappante pour mettre en évidence la symétrie de leur répartition, de sorte que l'analogie du groupe α avec B et A paraît avoir complètement échappé à l'éminent astronome royal d'Écosse. Ces deux Planches (IX et X) reproduisent fidèlement l'aspect complexe que présente le groupe α lorsqu'on l'examine pour la première fois.

deux séries inégales de doubles raies dont l'aspect cannelé rappelle

GROUPE TELLURIQUE α (ANGSTRÖM).



(L'échelle est double de celle de l'Atlas d'Angström.)

LÉGENDE.

m, raies d'absorption de l'atmosphère sèche (raies du spectre complet prolongées vers le haut), le Soleil étant à quelques degrés de l'horizon;

n, spectre complet;

p, raies d'origine solaire (raies du spectre complet prolongées par le bas).

Les raies attribuées à la vapeur aqueuse sont celles qui ne sont prolongées ni vers le haut ni vers le bas.

immédiatement celui des groupes telluriques A et B, si bien étudiés par M. Langley (*Proceedings of the American Academy*,

1878). Plus on examine ces trois groupes, plus l'analogie devient frappante; on retrouve, en quelque sorte ligne pour ligne, les moindres détails de structure, si bien qu'on doit les considérer comme formant véritablement trois groupes harmoniques, analogues à ceux que présentent les spectres des éléments métalliques (doublets de l'aluminium, du calcium; triplets du magnésium, du zinc, du cadmium, etc.).

Cette identité de structure conduit forcément à admettre que le groupe α est produit par le même élément absorbant que A et B : c'est ce que pensait Angström, d'après ses observations hivernales; l'étude ci-dessus en constitue une véritable démonstration. La conséquence qu'on en déduit est fort importante : d'après des expériences directes, M. Egoroff (*Comptes rendus*, t. XCVII, p. 555) a annoncé que les groupes A et B doivent être attribués à l'absorption par l'oxygène de l'air ([1]). Il faut en conclure que α est également dû à l'oxygène. Comme l'intensité des groupes A, B, α va en diminuant, on comprend comment l'auteur, ayant observé A d'abord, puis B, déjà très faible, n'a pu apercevoir α ([2]).

3° *Raies de la vapeur aqueuse.* — En dehors des raies solaires et de celles de la série précédente, on observe encore des raies

([1]) M. Piazzi Smyth (*Madeira spectroscopic*, p. 14) était, de son côté, arrivé à soupçonner ce résultat : « ..... Je puis peut-être mentionner que j'ai récemment (novembre 1881) découvert une configuration des lignes du spectre de l'oxygène à basse température toutes différentes de celles de l'azote, mais ayant un grand air de famille avec les séries de lignes qu'on trouve dans ce mystérieux groupe α (*a strong family resemblance to the bandelets of lines in this mysterious α band*) » (*Trans. R. Soc. Edinburgh*, 1880, 51). Toutefois, dans le spectre de l'oxygène publié par l'auteur, il ne se trouve aucune raie coïncidant avec le groupe α.

([2]) Les inverses des longueurs d'onde des lignes homologues dans les trois bandes A, B, α sont à fort peu près en progression arithmétique : on est ainsi amené à prévoir la position approximative d'autres bandes complétant une série plus étendue. Dans l'infra-rouge, la Carte publiée par M. W. de W. Abney (*Philosoph. Transactions of the Roy. Soc.*, 1880) montre en effet des groupes d'apparence très analogue; mais la définition des raies n'est pas assez parfaite pour qu'on puisse établir une concordance décisive.

Du côté du jaune, le calcul indique la possibilité d'une bande harmonique dans la position de la bande tellurique δ; cette bande subsiste en effet par les plus grands froids; mais le groupe est si complexe et les raies sont si faibles que je n'ai pu encore parvenir à les ramener au type AB α.

qui prennent aux basses hauteurs du Soleil une intensité considérable; elles ont un aspect particulier, qui les distinguerait à la rigueur des groupes précédents, mais leur caractère propre est de s'effacer presque entièrement lorsque l'atmosphère est froide et sèche : c'est ce que j'ai constaté définitivement le 24 janvier dernier, où le point de rosée s'est abaissé à — 3°,2; dans le voisinage des raies D, les raies telluriques avaient presque disparu; il est donc naturel de les attribuer, comme les raies voisines de D, à l'absorption causée par la vapeur d'eau. Les principales d'entre elles sont indiquées sur la figure par des lignes qui ne sont prolongées ni vers le haut, ni vers le bas ($\lambda = 628,13$; $628,44$; $631,51$).

Pour terminer, je ferai remarquer que la comparaison de ces diverses espèces de raies entre elles pourra conduire, ainsi que j'ai déjà eu l'occasion de l'exposer (*Journal de l'École Polytechnique,* LIII[e] Cahier, p. 210, et *Journal de Physique,* 2[e] série, t. II, p. 63), à des résultats intéressant la Météorologie et l'Astronomie. Les raies du groupe α appartenant à l'atmosphère sèche auront l'avantage de présenter une échelle régulière d'intensité qui facilitera les mesures absolues.

En résumé, la présente étude du groupe α a conduit d'abord à une méthode pratique pour distinguer à la simple inspection les raies d'origine terrestre et celles d'origine solaire; elle a permis ensuite d'établir la relation intime de ce groupe avec les bandes A et B de Fraunhofer; enfin elle a pour conséquence d'attribuer ce groupe à l'absorption par l'oxygène de l'air.

FORMULE FONDAMENTALE DE L'ÉLECTRODYNAMIQUE ;

Par M. H. PELLAT.

En admettant que deux éléments de courants s'attirent ou se repoussent suivant la droite qui les joint et en se fondant sur les expériences des courants parallèles, des courants dans le prolongement l'un de l'autre et des courants sinueux, on arrive, par des considérations très simples et bien connues, à la formule

$$f = ll' \left[f(r) \cos\theta \cos\theta' - F(r) \sin\theta \sin\theta' \cos\omega \right], \tag{1}$$

dans laquelle f est la force agissant entre deux éléments de longueurs l et l', où θ et θ' sont les angles que forme la direction de chaque courant avec la droite qui les joint, où ω est l'angle dièdre des deux plans passant par cette droite et par chacun des éléments, enfin où $f(r)$ et $F(r)$ sont des fonctions toujours positives de la distance r des éléments et aussi des intensités i et i' des deux courants.

Ampère, pour déterminer ces deux fonctions, a supposé une expérience presque impossible à réaliser dans des conditions d'exactitude suffisante, celle des trois courants semblables. Depuis, un grand nombre de physiciens et de géomètres se sont appliqués à lever cette difficulté en fondant leur démonstration sur des expériences susceptibles d'être effectuées avec précision. Dans quelques-unes de ces démonstrations, celle de Lamé par exemple, on suppose *a priori* que $f(r)$ et $F(r)$ varient en raison inverse d'une même puissance de la distance, ce qui n'est pas évident. D'autres, comme celles de Blanchet ou de M. Bertrand ([1]) sont à l'abri de toute critique; mais les calculs, quoique fort élégants, sont trop longs et trop compliqués pour l'enseignement secondaire.

La démonstration suivante ne s'appuie que sur des expériences susceptibles d'une grande précision et n'exige, pour être comprise, que les notions les plus élémentaires du calcul des dérivées ([2]).

Détermination de $F(r)$. — L'expérience sur laquelle repose la détermination de $F(r)$ se fait à l'aide d'une sorte d'électrodynamomètre, dont la bobine mobile B (*fig.* 1) a des dimensions très petites et est placée au centre de deux cadres circulaires concentriques A et A', situés dans un même plan. Ces cadres doivent avoir des rayons r et r' assez grands pour que vis-à-vis d'eux les dimensions linéaires de la bobine mobile soient négligeables. Sur chacun d'eux est enroulé un fil à spires isolées faisant le même

([1]) *Journ. de Phys.*, t. III, p. 297 et 335.

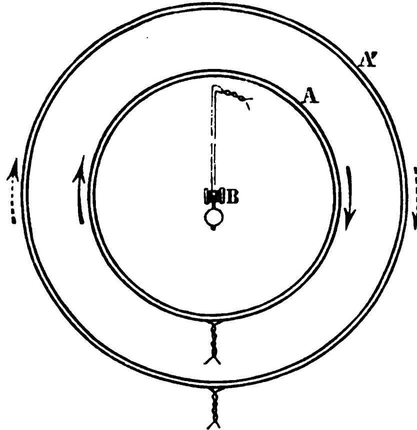
([2]) C'est pour mieux le montrer que nous employons dans cet article la notation des dérivées, au lieu de la notation plus commode des différentielles.

nombre de tours. Les déviations de la bobine sont observées par la méthode de Poggendorff.

Aucun courant ne passant, on dispose l'axe de la bobine dans le plan des cadres, puis on lance un courant dans la bobine seulement; celle-ci est déviée si son axe n'était pas primitivement dans le plan du méridien magnétique. A l'aide d'un aimant, on ramène l'axe dans le plan des cadres : l'aimant compense ainsi l'action directrice de la Terre.

On lance alors successivement un courant de même intensité dans chacun des deux cadres, et l'on obtient pour la bobine des déviations α et α' qui, si elles restent faibles, sont inversement proportionnelles

Fig. 1.



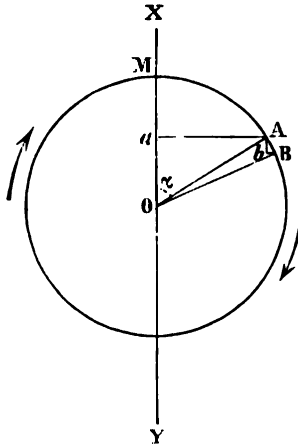
à r et à r'. On conclut de là que le moment du couple électrodynamique produit par l'action d'un courant circulaire sur un autre courant circulaire infiniment petit placé en son centre et perpendiculaire à son plan est, pour de mêmes intensités, inversement proportionnel au rayon r du grand courant circulaire.

Or le moment de ce couple se calcule aisément à l'aide de la formule (1). Un calcul, trop simple pour être reproduit ici, montre que l'action d'un courant circulaire de rayon r sur un élément de longueur l, placé dans son plan et ayant son milieu au centre, est une force perpendiculaire à l'élément, dirigée du côté du cercle où le sens du courant est le même que celui de l'élément e' et ayant pour valeur $\pi l r\,F(r)$. D'autre part, l'action d'un courant

circulaire sur un élément passant par son centre et perpendiculaire à son plan est évidemment nulle.

La considération de ces deux cas particuliers permet de trouver tout de suite le moment du couple produit sur un courant circulaire infiniment petit MAB (*fig.* 2), de rayon ρ, par un courant circulaire perpendiculaire au précédent, ayant même centre O (ce courant se projette en XOY sur la figure). Considérons un élément AB et remplaçons-le par le courant sinueux A*b*B. A*b* est parallèle, *b*B perpendiculaire à XY. Le rayon ρ étant infiniment petit par rapport à r, la force produite par le courant circulaire sur A*b* et *b*B est la même que si ces éléments étaient en O. Or

Fig. 2.



l'action sur *b*B est nulle, et sur A*b* est une force f perpendiculaire au plan du cercle MOA et dont le moment ΔC par rapport à XY est donné par

$$(2)\quad \Delta C = f\,\mathrm{A}a = \pi r\,F(r)\,\rho\,\Delta\alpha\,\sin\alpha.\rho\sin\alpha, \quad \text{d'où}\quad C'_\alpha = \pi r\,F(r)\,\rho^2\sin^2\alpha,$$

en désignant par α l'angle MOA, par $\Delta\alpha$ son accroissement AOB, et par C'_α la dérivée de C par rapport à α.

On tire de là, pour la somme des moments par rapport à XY des forces agissant sur tous les éléments du petit courant circulaire,

$$(3)\qquad C = \pi^2\rho^2 r\,F(r).$$

Puisque l'expérience prouve que C varie en raison inverse de r, on a, en désignant par k une quantité indépendante de r,

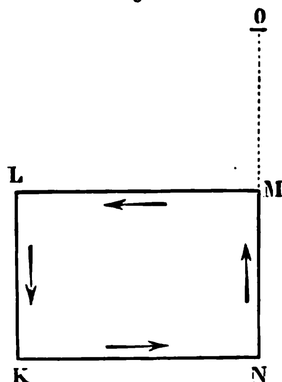
$$(4)\qquad \pi^2\rho^2 r\,\mathrm{F}(r) = \frac{k}{r},\quad \text{d'où}\quad \mathrm{F}(r) = \frac{k}{\pi^2\rho^2}\,\frac{1}{r^2} = \frac{p}{r^2};$$

p est une quantité constante par rapport à r qui ne peut dépendre que des intensités des deux courants. En remplaçant, la formule (1) devient alors

$$(5)\qquad f = ll'\left[f(r)\cos\theta\cos\theta' - \frac{p}{r^2}\sin\theta\sin\theta'\cos\omega\right].$$

Détermination de $f(r)$. — On sait que l'expérience permet de constater avec une grande précision que l'action d'un courant

Fig. 3.



fermé sur un élément de courant est une force perpendiculaire à la direction de cet élément [1]. Il en est ainsi, en particulier, pour un courant rectangulaire MLKN qui a un côté NM perpendiculaire au milieu d'un élément O (*fig.* 3); or on peut supposer les côtés du rectangle assez longs pour que l'action de LK et KN sur l'élément soit insensible; d'autre part, l'action de MN est évidemment nulle; par conséquent, *un courant* ML (*fig.* 4) *parallèle à un élément de courant* O, *indéfini d'un côté* L *et se termi-*

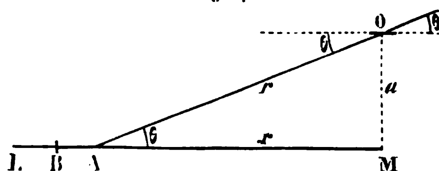
---

[1] Voir, *Journal de Physique*, t. VIII, p. 70, la forme très précise que M. Ettingshausen donne à cette expérience.

nant de l'autre côté à la perpendiculaire OM *élevée au milieu* O *de l'élément, produit sur celui-ci une force perpendiculaire à la direction de l'élément.*

Calculons à l'aide de la formule (5) la valeur de la composante suivant la direction de l'élément O de la force produite par ML,

Fig. 4.



et écrivons que cette composante est nulle d'après la loi que nous venons d'énoncer.

Soient X la valeur de la composante, suivant la direction de l'élément, de la force produite par une portion MA de longueur x du courant, et ΔX l'accroissement de X quand MA s'accroît de l'élément AB; on a

$$\Delta X = f \cos\theta = l\,\Delta x \left[f(r)\cos^2\theta - \frac{p}{r^2}\sin^2\theta \right] \cos\theta;$$

d'où, en divisant par l'accroissement Δr et passant à la limite,

$$(6) \qquad X'_r = l x'_r \left[f(r)\cos^2\theta - \frac{p}{r^2}\sin^2\theta \right] \cos\theta.$$

Or on a

$$r^2 = a^2 + x^2,$$

en appelant a la distance OM, d'où

$$x'_r = \frac{r}{x} = \frac{1}{\cos\theta};$$

d'ailleurs

$$\sin^2\theta = \frac{a^2}{r^2}, \quad \cos^2\theta = 1 - \frac{a^2}{r^2},$$

et, en remplaçant, il vient

$$(7) \quad X'_r = l\left[f(r)\left(1 - \frac{a^2}{r^2}\right) - \frac{p}{r^2}\frac{a^2}{r^2} \right] = l\left[f(r) - a^2\frac{f(r)}{r^2} - \frac{a^2 p}{r^4} \right].$$

Posons

$$(8) \qquad \varphi'(r) = f(r), \quad \psi'(r) = \frac{f(r)}{r^2},$$

$\varphi(r)$ et $\psi(r)$ étant deux fonctions de r ayant respectivement pour dérivées $f(r)$ et $\frac{f(r)}{r^2}$; on a, en substituant,

$$X'_r = l\left[\varphi'(r) - a^2\psi'(r) - \frac{a^2 p}{r^4}\right]; \tag{9}$$

en prenant la fonction primitive des deux membres et en déterminant la constante par la condition que pour $r = a$ on ait $X = 0$, il vient

$$X = l\left[\varphi(r) - a^2\psi(r) - \frac{a^2 p}{3r^3} - \varphi(a) + a^2\psi(a) - \frac{p}{3a}\right]. \tag{10}$$

Pour avoir l'action du courant indéfini ML, il faut faire r infini dans cette formule. En désignant par m et par n les valeurs indépendantes de a vers lesquelles tendent $\varphi(r)$ et $\psi(r)$ quand r tend vers l'infini [1], on a donc, d'après la loi expérimentale énoncée ci-dessus,

$$m - na^2 - \varphi(a) + a^2\psi(a) - \frac{p}{3a} = 0. \tag{11}$$

La valeur de cette expression étant nulle, quelle que soit la valeur de a, sa dérivée par rapport à a est nulle aussi ; d'où

$$-2na - \varphi'(a) + a^2\psi'(a) + 2a\psi(a) + \frac{p}{3a^2} = 0. \tag{12}$$

Mais, en vertu des relations de définition (8), on a

$$-\varphi'(a) + a^2\psi'(a) = -f(a) + f(a) = 0; \tag{13}$$

---

[1] On peut démontrer, en toute rigueur, ainsi qu'il suit, que $\varphi(r)$ et $\psi(r)$ tendent vers une valeur limite, quand r croît indéfiniment.

D'après (10), la composante $X_2 - X_1$ de l'action sur l'élément O d'un tronçon du courant dont le commencement et la fin sont à des distances r_1 et r_2 de O, est

$$X_2 - X_1 = l\left\{\varphi(r_2) - \varphi(r_1) - a^2[\psi(r_2) - \psi(r_1)] + \frac{a^2 p}{3}\left(\frac{1}{r_2^3} - \frac{1}{r_1^3}\right)\right\}.$$

Or il est évident que, si r_1 et r_2 croissent indéfiniment, $X_2 - X_1$ tend vers zéro, quelle que soit la valeur de a_1 ; or il faut, pour cela, que $\varphi(r_2) - \varphi(r_1)$ et $\psi(r_2) - \psi(r_1)$ tendent séparément vers zéro, c'est-à-dire que $\varphi(r_2)$ et $\varphi(r_1)$ d'une part et $\psi(r_2)$ et $\psi(r_1)$ d'une autre tendent vers une même valeur quand r_1 et r_2 croissent indéfiniment.

la relation (12) devient alors

$$(14)\qquad -2na + 2a\psi(a) + \frac{p}{3a^2} = 0,$$

d'où l'on tire

$$(15)\qquad \psi(a) = -\frac{p}{6a^3} + n.$$

Or $\frac{f(a)}{a^2}$ étant égal à $\psi'(a)$, on tire de là

$$(16)\qquad \frac{f(a)}{a^2} = \psi'(a) = \frac{p}{2a^4},$$

d'où

$$f(a) = \frac{p}{2a^2}$$

ou encore, en remplaçant la variable a par r,

$$(17)\qquad f(r) = \frac{p}{2r^2}.$$

En substituant cette valeur dans la formule fondamentale (5), elle devient

$$(18)\qquad f = \frac{pll'}{r^2}\left(\frac{1}{2}\cos\theta\cos\theta' - \sin\theta\sin\theta'\cos\omega\right).$$

Détermination de p. — En lançant dans un électrodynamomètre [qu'on peut prendre, pour répéter cette expérience de Weber, sous la forme représentée (*fig.* 1)] des courants ayant des intensités variant dans un rapport connu, on constate que p est proportionnel aux intensités des deux courants ; on peut donc poser

$$(19)\qquad p = hii',$$

h étant un cofficient numérique ; d'où, pour la formule fondamentale,

$$(20)\qquad f = \frac{hii'll'}{r^2}\left(\frac{1}{2}\cos\theta\cos\theta' - \sin\theta\sin\theta'\cos\omega\right).$$

Détermination de h en valeur absolue. — On se borne généralement à établir la formule (20). Dans cette formule, le coefficient h a une valeur qui ne dépend que du choix des unités adoptées pour mesurer les grandeurs qui y figurent. Proposons-nous de trouver la valeur de h en employant pour mesurer i et i' les

unités électromagnétiques. Il faut évidemment pour cela comparer l'action d'un courant à l'action d'un aimant sur un courant mobile.

A cet effet, reprenons l'appareil de la *fig.* 1 et, après avoir disposé la bobine et l'aimant compensateur comme il a été indiqué ci-dessus, lançons un courant d'intensité i dans l'un des cadres. La bobine, parcourue par un courant d'intensité i', sera déviée d'un certain angle α. Ouvrons le circuit du cadre et soumettons la bobine à l'action d'un aimant de moment magnétique M placé perpendiculairement au plan du cadre à une distance R de la bobine et ayant son milieu sur le prolongement de la position que prend l'axe de celle-ci quand il est dans le plan du cadre (première position de Gauss). La bobine est déviée d'un angle α'.

En disposant l'expérience de façon que ces angles α et α' soient assez petits pour que les cosinus puissent être remplacés par l'unité, leur rapport est égal à celui des moments des couples produits par les forces électrodynamiques et par les forces électromagnétiques agissant sur l'un des courants circulaires de la bobine mobile, quand les spires de celle-ci sont perpendiculaires au plan du cadre.

Désignons par C et C′ ces deux moments : on a

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{C}{C'}.$$

Or, si n est le nombre des tours du fil sur le cadre, il résulte de la formule (3)

$$C = \frac{n\pi^2\rho^2 hii'}{r}. \tag{21}$$

D'ailleurs le petit courant circulaire de surface $\pi\rho^2$ étant assimilable vis-à-vis de l'aimant à un aimant infiniment court et de moment magnétique $\pi\rho^2 i'$, on a

$$C' = \pi\rho^2 i' M\left(\frac{1}{R^3} + \frac{A}{R^5}\right), \tag{22}$$

d'après la formule de Gauss ; d'où

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{C}{C'} = \frac{\frac{n\pi hi}{r}}{M\left(\frac{1}{R^3} + \frac{A}{R^5}\right)}. \tag{23}$$

On en tire

$$(24) \qquad h = \frac{\alpha}{\alpha'} \frac{M\left(\frac{1}{R^3} + \frac{A}{R^5}\right)}{\frac{n\pi i}{r}}.$$

Or une expérience bien simple permet d'obtenir d'un seul coup la valeur du facteur de $\frac{\alpha}{\alpha'}$, dans le second membre. Transformons l'appareil en une boussole des tangentes en mettant à la place de la bobine une aiguille aimantée très courte, portant une longue aiguille d'aluminium pour indiquer sur un cercle gradué horizontal les déviations de l'aiguille aimantée. Laissons dans la même position l'aimant qui compenserait l'action de la terre sur la bobine pour qu'il produise la même compensation sur l'aiguille. Plaçons maintenant le barreau déviant à la même distance R que précédemment, mais parallèlement au cadre, son milieu étant sur une droite perpendiculaire au cadre et passant par l'aiguille aimantée. Sous l'action combinée de cet aimant et du courant d'intensité i, que nous lançons dans le même cadre, l'aiguille fait un angle β avec le plan du cadre.

Or il est aisé de voir que l'on a

$$(25) \qquad \operatorname{tang}\beta = \frac{\frac{2n\pi i}{r}}{M\left(\frac{1}{R^3} + \frac{A}{R^5}\right)},$$

d'où, en substituant dans (24),

$$(26) \qquad h = 2\frac{\alpha}{\alpha' \operatorname{tang}\beta}.$$

Or l'expérience faite ainsi donne

$$\alpha = \alpha' \operatorname{tang}\beta,$$

d'où

$$(27) \qquad h = 2.$$

En remplaçant h par cette valeur, la formule fondamentale devient

$$(28) \qquad f = \frac{ii'll'}{r^2}(\cos\theta\cos\theta' - 2\sin\theta\sin\theta'\cos\omega);$$

elle donne la valeur de f en dynes si les longueurs sont expri-

mées en centimètres et les intensités de courants en unités électromagnétiques G. G. S. (1).

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LE PHÉNOMÈNE DE HALL, PARTICULIÈREMENT DANS LE BISMUTH (2);

PAR M. AUG. RIGHI.

I. L'expérience de M. Hall (3), qui démontre l'existence d'une nouvelle force électromotrice perpendiculaire au courant qui parcourt une lame mince de métal, actionnée par une force magnétique normale à sa surface, peut s'expliquer de deux manières. Dans son premier Mémoire, M. Hall admet une tendance du courant à obéir aux forces électrodynamiques; alors le courant électrique devrait être constitué par un fluide incompressible qui s'écoule du pôle — au pôle +. On verra que cette explication ne peut se soutenir, mais elle peut servir à déterminer le sens du courant transversal, du moins dans l'or et la plupart des métaux diamagnétiques.

---

(1) Sous la dernière forme employée, l'appareil permet de trouver la loi de l'action d'un élément de courant sur un point magnétique. On laisse l'aiguille aimantée de la boussole s'orienter sous l'action de la terre seule, et l'on place les deux cadres dans le plan du méridien magnétique. En lançant successivement dans chacun d'eux des courants de même intensité, on observe des déviations α et α' dont les tangentes sont en raison inverse des rayons r et r' des cadres. On voit immédiatement qu'en appelant $F(r)$ la fonction de la distance qui entre dans l'action d'un élément de courant sur un point magnétique, on a

$$\frac{2\pi r\,F(r)}{2\pi r'\,F(r')} = \frac{\tang\alpha}{\tang\alpha'},$$

d'où

$$\frac{r\,F(r)}{r'\,F(r')} = \frac{r'}{r}$$

et, par conséquent,

$$F(r) = \frac{k}{r^2}.$$

Cette expérience est susceptible d'une précision plus grande que celle de Biot et Savart et le calcul est bien plus simple.

(2) Le Mémoire complet a paru dans les *Mémoires de l'Académie de Bologne,* 1883-1884. Voir *Journal de Physique,* 2e série, t. II, p. 512.

(3) *Phil. Mag.*, p. 225, mars 1880.

M. Hopkinson ([1]), au contraire, a fait observer qu'on peut expliquer le phénomène de Hall, par les formules données par Thomson et Maxwell ([2]), en admettant que les coefficients de résistance varient par l'action du magnétisme. Les lignes de courant seront alors déviées d'un certain angle en chaque point, dans une direction contraire à celle du courant qui parcourt les bobines de l'électro-aimant (dans la même direction pour le fer, le cobalt, etc.). Cela établit une analogie entre le nouveau phénomène et celui de Faraday, et M. Rowland ([3]) a pu arriver à la formule de dispersion rotatoire de Maxwell([4]), qui s'accorde bien avec l'expérience, en admettant que dans les diélectriques chaque vibration, qui, selon la théorie électromagnétique de la lumière, n'est qu'un courant de déplacement, tourne d'un certain angle, comme le courant dans l'expérience de Hall.

M. Hall a trouvé que, dans le fer et le cobalt, le courant transversal a une direction opposée à celle qu'il a dans l'or; et que dans le nickel, bien que ce métal soit magnétique, ce courant a le même sens que dans l'or. Cela paraît une objection contre l'analogie entre le phénomène de Hall et celui de la rotation magnétique des vibrations. Mais il faut observer que, parmi les corps transparents, il y en a qui, tout en étant magnétiques, font tourner le plan de polarisation dans le sens du courant, comme la plupart des diamagnétiques (bichlorure de titane)([5]), tandis que le plus grand nombre des corps magnétiques (sels de nickel, de cobalt, etc.) le font tourner en sens contraire du courant. En tout cas, ce ne serait pas le nickel qui ferait exception, mais plutôt les autres métaux.

Quoi qu'il en soit de cette analogie entre le phénomène électrique et le phénomène optique, j'ai cru que la répétition de l'expérience de Hall avec le bismuth, qu'on n'avait pas encore étudié, aurait de l'intérêt. En cette occasion, j'ai trouvé une méthode nouvelle pour montrer le phénomène de Hall, qui a certains avantages.

([1]) *Phil. Mag.*, p. 430, décembre 1880.
([2]) *A Treatise on Elect.*, etc., vol. I, p. 345, 349.
([3]) *Phil. Mag.*, p. 245, avril 1881.
([4]) *A Treatise on Elect.*, vol. II, p. 414.
([5]) Verdet, *Conférences de Physique*, p. 1001 et suiv.

II. Au lieu de donner à la feuille la forme de croix, je lui donne une forme absolument quelconque, et au lieu de quatre électrodes (deux pour le courant et deux pour le galvanomètre), je n'en applique à la feuille que trois d'une manière quelconque ([1]). Une des électrodes communique avec un des pôles de la pile; des deux autres électrodes partent deux fils qui communiquent avec les deux circuits d'un galvanomètre différentiel à réflexion. Le courant se subdivise donc dans la feuille, et les deux courants partiels, après avoir parcouru en sens contraire les deux circuits du galvanomètre, se réunissent de nouveau au deuxième pôle de la pile ([2]). Par des moyens appropriés (par exemple en ajoutant au galvanomètre deux nouvelles bobines d'un petit nombre de tours, parcourues par le courant total dans une direction et placées à une distance convenable), on arrive à obtenir que, lorsque l'électro-aimant, entre les pôles duquel la feuille est placée, n'agit pas, le miroir de l'instrument reste au zéro. Cela étant, dès que l'on envoie le courant dans l'électro-aimant, on a une déviation permanente, dont le sens dépend de celui du courant magnétisant. Cela prouve que la forme des lignes équipotentielles sur la lame et l'intensité relative des deux courants partiels ont changé.

Cette manière de faire l'expérience permet de découvrir l'effet de Hall, même dans des corps dont on ne peut pas aisément construire des feuilles minces en forme de croix. C'est par ce moyen que j'ai expérimenté d'abord avec le bismuth.

Mais en étudiant le sens des déviations, on en tire une conséquence importante. Soit une feuille d'or rectangulaire *abcd*, coupée en deux d'un côté jusqu'au milieu (*fig.* 1) et supposons que le courant entre en A et sorte de B et C. Lorsque le champ magnétique est produit par des courants qui parcourent l'électro-aimant dans le sens des flèches courbes, le sens de la déviation du galvanomètre montre que le courant de C l'emporte sur celui de

---

([1]) Au lieu d'établir les communications avec des lames de laiton pressées sur l'or par des vis, il vaut mieux coller des feuilles d'étain partie sur l'or, partie sur le verre, avec de l'eau légèrement gommée, et puis presser les lames de laiton sur l'étain.

([2]) Il est nécessaire que chaque bobine ait deux circuits, et que chacun des courants partiels parcoure un des circuits de chaque bobine.

B. En renversant le courant de l'électro-aimant, comme dans la *fig.* 2, c'est au contraire le courant B qui l'emporte sur C.

Dans ces deux cas, si l'on veut expliquer l'effet par une action du champ magnétique sur le courant, il faut admettre que celui-ci tend à être déplacé en sens contraire de la force électrodynamique qui pousserait un fil mobile parcouru par le même courant.

Renversons à présent le courant dans la feuille comme dans les *fig.* 3 et 4. On trouve que dans le cas de la *fig.* 3 c'est encore G

Fig. 1.

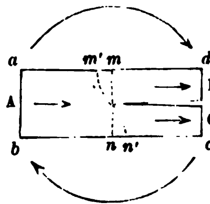


Fig. 2.

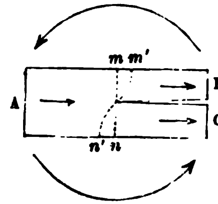


Fig. 3.

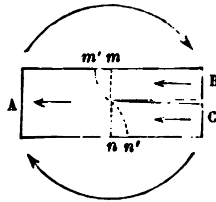
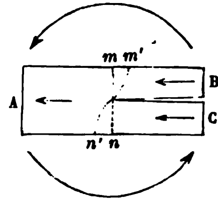


Fig. 4.



qui l'emporte sur B, comme dans le cas de la *fig.* 1, et que dans la *fig.* 4 c'est B qui l'emporte, comme dans la *fig.* 2 : donc, ayant renversé le courant dans la feuille, il faudrait admettre que la tendance du courant à se déplacer, est en ce cas dirigée selon la loi d'Ampère.

Il faut donc abandonner l'hypothèse d'une tendance du courant à se déplacer au sein de la matière pondérable, et préférer l'autre hypothèse, c'est-à-dire admettre que les lignes équipotentielles tournent dans la feuille, en raison de changements des coefficients de résistance. Avec cette hypothèse, le sens des déviations dans les quatre cas des *fig.* 1, 2, 3 et 4 s'explique aisément. Soit en effet *mn* la ligne équipotentielle qui passe par le point de bifurcation, lorsque l'électro-aimant est inactif. Cette ligne sera une

droite, si la coupure est très mince. Soit $m'n'$ la nouvelle ligne équipotentielle lorsque l'électro-aimant agit. Cette ligne, qu'on ne sait pas déterminer, doit être inclinée en sens contraire du courant magnétisant, au point de bifurcation, et doit se terminer normalement au contour de la feuille, ce qui justifie la forme qu'on lui a donnée dans les figures. On voit que dans les *fig.* 1 et 3 elle a naturellement une même forme, et qu'aussi elle a même forme dans les *fig.* 2 et 4. La distribution des courants dans la feuille dans 1 et 2 est donc la même que dans 3 et 4, ce qui explique comment les changements d'intensité des deux courants partiels dans les cas 1 et 2 sont les mêmes que dans 3 et 4 respectivement. Dans les *fig.* 1 et 3, la résistance comprise entre la ligne équipotentielle et le point où les deux fils qui partent de B et C se rejoignent a augmenté pour le courant B et diminué pour C, lorsque mn s'est transformée en $m'n'$, ce qui permet de comprendre comment le courant C l'emporte sur B. Pour les *fig.* 2 et 4, c'est le contraire qui a lieu.

On doit donc désormais admettre que le phénomène de Hall est dû à une action du champ magnétique sur la matière pondérable et non sur le courant ([1]).

III. En expérimentant avec une lame de bismuth de la forme de la *fig.* 1 et de $0^{mm},08$ d'épaisseur, j'eus une déviation de même sens et sept fois plus grande qu'avec une feuille d'or de même forme, dans le même champ magnétique et avec le même courant, mais dont l'épaisseur était seulement de $0^{mm},000087$. Le phénomène de Hall avait donc dans cette feuille de bismuth une intensité 6400 fois environ plus grande que celle qu'il a dans l'or. Un grand nombre de lames de bismuth, avec lesquelles j'ai expérimenté, soit de cette manière, soit à la manière de Hall, ont donné toujours

---

([1]) Outre les changements des coefficients de résistance qui produisent le phénomène de Hall, il y a encore une augmentation de résistance de la lame, indépendante du sens de la magnétisation, et dont l'effet peut être différent en B et en C, à cause des différences d'épaisseur ou de constitution dans la feuille métallique. Les deux effets se superposent, et quelquefois, avec le bismuth, le second l'emporte sur le premier; ce qui fait que les deux déviations, en renversant le courant dans l'électro-aimant, peuvent être du même sens, bien que de grandeur différente.

un effet aussi grand; mais je n'ai pu déterminer exactement le *coefficient rotatoire* du bismuth, car les différents échantillons donnaient des valeurs différentes, peut-être à cause de différences de structure.

Voyant que dans le bismuth l'effet de Hall a une si énorme intensité, je me suis appliqué à construire des lames très minces de ce métal, pour obtenir des effets encore plus notables, et j'y ai réussi de deux manières.

1° On fond du bismuth sur une lame de verre, qui se transforme en une espèce de brillant miroir, car le métal y adhère fortement. On amincit peu à peu le métal, avec des limes neuves de plus en plus fines, dont on vide fréquemment les dents, et enfin avec de la carte à émeri très fine. On arrive ainsi à obtenir des lames d'un millième de millimètre. En décomposant de l'eau acidulée avec de l'acide azotique, en faisant fonctionner la lame comme électrode positive, on peut la réduire encore de moitié. Toutes ces opérations, que je fais moi-même, exigent trois heures environ de travail.

Pour obtenir de bonnes et solides communications, on dépose du cuivre sur les quatre extrémités de la lame mince de bismuth réduite en forme de croix, puis on y soude quatre fils de cuivre, avec une soudure très fusible, de plomb, étain et bismuth. Enfin on dépose encore du cuivre sur les soudures.

2° On fait une pâte de stéarine et de plombagine en poudre, très pure, et on l'applique sur une lame de cuivre chaude. Lorsque la pâte a durci, on en réduit la surface parfaitement plane et spéculaire et, au moyen d'une pile très faible, on y dépose par électrolyse du bismuth. Le liquide électrolytique est une solution filtrée de 100^{gr} de nitrate de bismuth dans 180^{cc} d'eau. Le dépôt étant formé, on met sur le voile de bismuth du plâtre mêlé avec de l'eau et, lorsqu'il a durci, on le chauffe. Le voile métallique reste sur le plâtre, et l'on ôte les traces de la pâte de plombagine avec de l'alcool bouillant et un pinceau. Après cela on dispose les communications comme on l'a expliqué plus haut.

Les lames les plus minces de bismuth dont j'ai fait usage ont environ un demi-millième de millimètre d'épaisseur. Avec le courant de deux couples Leclanché et un bon galvanomètre très sensible, on obtient le phénomène de Hall, en approchant seulement

de la lame une barre d'acier aimantée, même à plusieurs centimètres de distance, ou encore en approchant jusqu'au contact une simple aiguille à coudre aimantée.

On le produit encore avec des masses de fer doux aimantées seulement par l'induction de la terre. Pour cela on approche avant tout de la lame alternativement les deux extrémités d'une barre de fer doux, en plaçant le fer dans une direction perpendiculaire au méridien magnétique, et par conséquent la lame dans le plan du méridien, pour reconnaître si le fer n'est pas déjà magnétique; puis on répète l'épreuve avec la barre placée dans la direction du méridien, et la lame normale à cette direction.

Enfin il suffit de placer la lame avec son plan perpendiculaire au méridien, ou mieux encore à l'aiguille d'inclinaison, pour que, en la renversant face pour face, on obtienne des déviations permanentes, dues au phénomène de Hall produit par le magnétisme terrestre.

On voit donc que, si l'on arrive à construire des lames minces de bismuth qui fournissent des indications assez constantes, on pourra faire servir le phénomène de Hall à donner une mesure continue de la composante de la force magnétique terrestre dans une ou plusieurs directions données.

SUR LE PHÉNOMÈNE DE HALL;

Par M. A. LEDUC (1).

1. *Répétition des expériences de Hall.* — Je collai sur ébonite avec de l'eau légèrement gommée une feuille d'or transparente, d'une part, et, d'autre part, une feuille d'argent ayant une épaisseur d'environ $0^{mm},0002$. Chacune avait $0^{m},09$ de long et $0^{m},02$ de large. Les électrodes, placées comme l'indique M. Hall, y étaient fixées par une forte pression. La feuille métallique, placée entre les pôles d'un électro-aimant de Faraday, était traversée par le

(1) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 509.

courant d'un seul élément Daniell, de manière à éviter l'échauffement que produit infailliblement un fort courant.

Les électrodes parasites conduisaient à un galvanomètre à faible résistance. L'aiguille de celui-ci, amenée sensiblement au zéro, revenait exactement au même point après plusieurs expériences.

En animant l'électro-aimant par 12 éléments Bunsen, j'obtins une déviation permanente de 9° avec l'or et de 44° avec l'argent. Je m'arrêtai donc plus particulièrement sur ce dernier métal.

Je mesurai d'abord directement par la méthode d'opposition la différence de potentiel que prennent les électrodes parasites dans le champ magnétique; elle ne dépassait pas dans les conditions ci-dessus $\frac{1}{10000}$ de volt.

Les erreurs d'expérience dans de pareilles mesures devaient jouer un grand rôle; pour augmenter les quantités à mesurer, je pris une feuille d'argent de $0^{m},06$ de large traversée par le courant d'un élément Bunsen. J'obtins par le renversement du courant dans l'électro-aimant une différence de potentiel de $0^{volt},0017$; mais le métal et l'ébonite même s'échauffaient considérablement et la différence de potentiel en deux points donnés variait par ce fait tout autant que sous l'influence de l'aimantation.

Pour me rendre compte de cette variation, j'amenai d'abord le galvanomètre au zéro et je laissai passer le courant dans la lame; au bout d'un quart d'heure, l'aiguille du galvanomètre s'était déplacée de 60°; il suffisait pour la ramener vers le zéro de déterminer un courant d'air dans le voisinage de la lame.

Dans les expériences de Hall et, plus récemment, de M. Righi, cette cause d'erreur n'a pas été éliminée, quoique la lame fût traversée par le courant de plusieurs éléments Bunsen. D'autres erreurs proviennent de la méthode galvanométrique, et principalement de ce que les résistances des contacts sont considérables, mal connues et variables; il en résulte que les mesures des déviations ne peuvent être absolument comparables.

2. *Lois du phénomène.* — Pour obvier à ces inconvénients, j'ai toujours opéré par la méthode d'opposition et remplacé le galvanomètre par un électromètre capillaire très sensible, et j'ai immergé dans une cuve pleine d'eau pure, la lame métallique

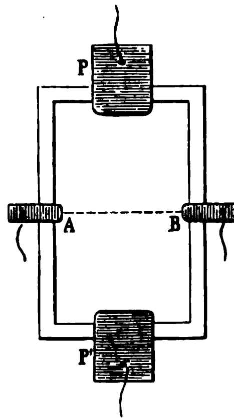
collée sur ébonite ou sur verre au moyen d'un vernis approprié. On peut ainsi rendre à peu près invariable ou faire varier à volonté la température de la lame.

3. *Expériences sur le bismuth.* — D'après M. Righi (¹) le phénomène de Hall est 6400 fois plus intense dans le bismuth que dans l'or.

Un alliage à poids égaux de bismuth et de plomb amené à l'épaisseur de $0^{mm},05$ ne m'a rien donné.

Je me procurai donc une lame de bismuth pur, usée à la meule et très mince, au moyen de laquelle j'ai pu faire des mesures bien concordantes. Cette lame rectangulaire, sans appendices, a $0^{m},03$

Fig. 1.



de large et $0^{m},5$ de long; les électrodes y sont fixées comme le représente la *fig.* 1.

La différence de potentiel que prennent les électrodes parasites dans le champ magnétique dépend : 1° de l'intensité du courant qui traverse la lame; 2° de la température; 3° de l'intensité magnétique moyenne dans l'espace qu'elle occupe dans le champ.

1° Dans une série d'expériences, la lame de bismuth plongée dans l'eau à température constante (15°) gardait une position fixe dans le champ magnétique, qui demeurait lui-même sensiblement constant; elle était traversée par un courant variable de $0^{amp},33$

(¹) Voir *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. II, p. 512 et ci-dessus p. 127.

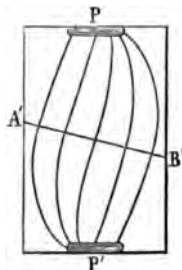
à 9^{amp}. La différence de potentiel des électrodes parasites est demeurée proportionnelle à cette intensité à $\frac{1}{2}$ centième près, ainsi qu'il résulte de l'extrait ci-joint d'une de mes expériences :

C.	I.	E.	$\frac{E \times 10^6}{CI}$.
amp	amp	volt	
5,77	5,127	0,01248	421
5,98	3,572	895	419
5,97	2,119	531	420
5,93	1,386	343	417
5,92	0,823	205	421
5,90	0,647	159	417
5,87	0,330	81	419
	Moyenne		419

C, intensité du courant dans l'électro-aimant;
I, intensité du courant dans la lame;
E, différence de potentiel des électrodes parasites.

2° Dans plusieurs séries d'expériences la température du bain où plonge la lame a varié de 12° à 57°. La différence de potentiel

Fig. 2.

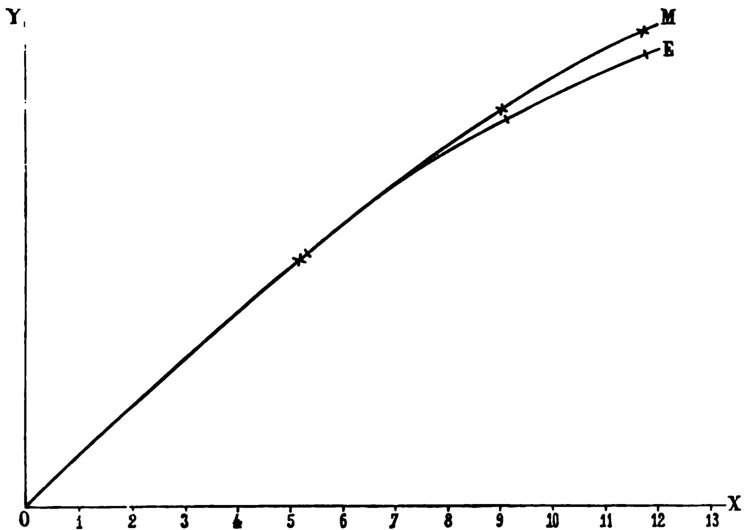


observée a diminué de $\frac{30}{10000}$ à $\frac{43}{10000}$ de sa valeur à 0° par degré C. (moyenne $\frac{39}{10000}$). Or la résistance du bismuth diminue aussi de $\frac{42}{10000}$ de sa valeur par degré. Il en résulte que la différence de potentiel latérale dépend de la chute de potentiel le long de la lame et non de l'intensité du courant qui la traverse, contrairement à l'opinion de M. Hall.

La ligne équipotentielle passant par les électrodes parasites s'est inclinée d'un certain angle en même temps que les lignes de force, dont on peut représenter la nouvelle distribution par la *fig.* 2.

3° Enfin j'ai fait varier seul le courant qui traverse l'électro-aimant. Après avoir tracé la courbe qui représente la différence de potentiel produite (E) en fonction de l'intensité de ce courant, j'ai mesuré l'intensité magnétique moyenne (M) dans la région qu'occupe la lame, par l'induction sur un toron de même dimension que celle-ci, tournant de 180° dans le champ. La différence de potentiel est proportionnelle à l'intensité magnétique ainsi définie tant que le courant qui anime l'électro-aimant ne dépasse pas 7^{amp}. A partir de cette valeur le phénomène de Hall augmente un peu moins vite que l'intensité magnétique. A 12^{amp} l'écart est d'environ 7 pour 100, ainsi qu'il résulte des nombres et des courbes ci-dessous (M est mesuré en unités arbitraires : dans la *fig.* 3, les abscisses sont comptées en ampères ; les ordonnées ont été obte-

Fig. 3.



nues en multipliant par deux coefficients convenables les nombres des Tableaux). Je compte employer ultérieurement des courants plus intenses.

I.	C.	E.	$\frac{E}{I} \times 10^4$.
amp	amp	volt	
9,08	5,26	0,00632	696
9,04	9,22	963	1065
8,94	11,68	1100	1230

C.	M.
amp	
5,11	596
8,99	968
11,68	1162

4. *Expériences sur l'argent.* — Le phénomène est plus difficile à étudier sur l'argent, et les quantités à mesurer 25 fois plus faibles que dans les expériences précédentes, quoique la lame employée soit bien plus mince que la lame de bismuth. J'ai cependant pu constater que le phénomène de Hall diminue dans ce métal de $\frac{4}{1000}$ à $\frac{5}{1000}$ de sa valeur par degré centigrade. Or la résistance de l'argent augmente avec la température. La déviation des lignes équipotentielles dépend donc de la température, tandis qu'elle en est sensiblement indépendante pour le bismuth.

5. *Conclusions.* — En résumé, nous devons considérer le phénomène comme dû à l'hétérotropie que prend le métal dans le champ magnétique et non à une pression que subirait le courant dans la lame comme l'indiquait M. Hall. La formule donnée par ce dernier pour représenter le phénomène ne saurait être conservée. Si l'intensité magnétique ne dépasse pas une certaine valeur, on peut écrire

$$E = K\frac{MI}{\varepsilon}[1(m-r)t],$$

dans laquelle K et m sont des constantes dépendant du métal employé; M l'intensité magnétique, ε l'épaisseur de la lame, t la température et r le coefficient de variation de la résistance spécifique du métal (¹).

La déviation de la ligne équipotentielle AB et des lignes de force aux points où elles la coupent peut se représenter par la formule plus simple

$$\delta = kM(1-mt),$$

et pour le bismuth

$$\delta = kM,$$

k étant la déviation produite en un point où l'intensité magné-

(¹) Pour le bismuth, m est très petit et r négatif, pour l'argent : $m = 0{,}008$ à $0{,}009$ et pour l'un et l'autre $m - r = 0{,}004$ sensiblement.

tique est égale à 1, à la température 0°; ce coefficient pourra servir à caractériser le métal.

On peut assimiler la déviation des lignes de force à celle que subit la lumière tombant normalement sur une substance biréfringente.

Dans cette hypothèse, les axes d'élasticité du milieu conducteur, variables avec l'intensité magnétique, varieraient aussi avec la température dans l'argent, tandis qu'ils en seraient à peu près indépendants dans le bismuth.

Quoique les propriétés des alliages puissent différer entièrement de celles des métaux qui les composent, il me paraît ressortir de l'expérience négative sur l'alliage de bismuth et plomb que l'état cristallin du métal doit être pris en grande considération aussi bien qu'en ce qui concerne le diamagnétisme. Je me propose d'étudier incessamment son influence.

SUR L'AMALGAMATION DU PLATINE, DE L'ALUMINIUM ET DU FER;

PAR M. KROUCHKOLL.

Au cours d'expériences qui ne sont pas encore terminées, j'ai eu à plonger dans du mercure deux plaques de platine dont l'une avait été préalablement nettoyée avec de l'acide azotique bouillant et portée plusieurs fois au blanc; pour l'autre on n'avait pas pris de soins particuliers. J'ai été frappé de voir que la plaque bien nettoyée s'était très fortement amalgamée (on aurait dit une lame d'étain) pendant que la voisine était restée intacte. Pour m'assurer que l'amalgamation était due à la pureté de la surface du métal immergé, j'ai nettoyé les deux plaques avec le même soin et je les ai plongées dans du mercure très pur. Toutes deux se sont amalgamées. Il est donc incontestable que le platine bien pur s'amalgame. Comme j'avais à rechercher un métal qui ne pût pas s'amalgamer, j'ai été amené à faire des essais avec l'aluminium et le fer.

1. L'aluminium rendu très propre à l'air et plongé ensuite dans du mercure ne s'amalgame pas; mais, si l'on a soin de bien gratter sa surface avec un canif et qu'immédiatement après et en

le laissant le moins possible en contact avec l'air, on le plonge dans le mercure, on constate quelquefois que, lorsqu'on le sort du mercure, sa surface, d'abord brillante, est devenue terne, *elle s'est oxydée*. Si on le gratte avec un canif *sous le mercure*, sans qu'il soit en contact avec l'air, on constate que des pellicules blanches d'alumine sortent de l'intérieur du mercure et viennent surnager. Si en ce moment on sort le fil du mercure, on trouve les endroits grattés couverts d'alumine sous forme de pellicules blanches, qui petit à petit se séparent du métal, s'envolent grâce à leur légèreté, et à leur place il s'en forme d'autres qui s'envolent de la même manière; ceci continue tant que la surface du métal reste oxydée; l'oxydation une fois commencée continue toute seule et il faut, pour la faire cesser, enlever toute trace d'oxyde en grattant soigneusement la surface : donc, lorsqu'on nettoie l'aluminium sous le mercure, il s'oxyde.

Avec le fer, je n'ai pu produire rien d'analogue, il reste intact.

2. Je dispose un voltamètre de la manière suivante : au fond d'un vase, je verse du mercure que je couvre d'une couche d'eau légèrement acidulée; dans celle-ci, je plonge un fil d'aluminium. Le fil et le mercure, sans se toucher, sont mis en communication avec le pôle négatif d'une pile de 2 daniells ([1]). Le pôle positif du voltamètre est formé par une lame de platine. Quand le courant passe ([2]), l'hydrogène se dégage en même temps sur le mercure et sur l'aluminium, et réduit ainsi les surfaces des deux métaux. On laisse l'aluminium et le mercure se charger fortement d'hydrogène, et l'on plonge le fil dans le mercure. On constate, lorsqu'on le sort de ce dernier liquide, tout en le maintenant dans l'eau acidulée, qu'il est amalgamé. On peut voir que le mercure, qui auparavant ne mouillait pas l'aluminium, le mouille parfaitement lorsque sa surface a été bien réduite par l'hydrogène; mais l'amalgame ne se conserve qu'autant que le fil reste dans l'eau attaché au pôle négatif de la pile. Dès qu'on le met en contact avec l'air, on voit la

---

([1]) Le courant est amené au mercure à l'aide d'un fil contenu dans un tube plongeant dans le mercure; ce fil est ainsi séparé de l'eau.

([2]) Le courant est très faible, car il a à vaincre la force électromotrice de la pile platine-eau acidulée-aluminium ou mercure.

surface brillante du fil amalgamé se ternir; les pellicules d'alumine apparaissent et se séparent du fil. Il se produit les mêmes phénomènes qu'on a décrits plus haut.

Le fer, dans les mêmes conditions, s'amalgame tout à fait comme l'aluminium ; en outre, si l'on prolonge l'opération assez longtemps, on voit le mercure monter le long de la partie du métal qui plonge dans l'électrolyte et arriver jusqu'à la limite de ce dernier. Seulement son amalgame se conserve un peu mieux à l'air, quoique sa surface finisse par se ternir et s'oxyder lentement.

Ces expériences me paraissent prouver que si le platine, le fer et l'aluminium ne s'amalgament pas ordinairement, cela tient à l'impureté de leurs surfaces.

Les surfaces du fer et de l'aluminium sont probablement toujours légèrement oxydées, ce qui empêche leur contact avec le mercure. Les moyens ordinaires de nettoyage ne suffisent pas : il faut l'intervention de l'action réductrice de l'hydrogène naissant pour enlever les dernières traces d'oxyde qui couvre toujours la surface de ces deux métaux.

Il est probable que ce que nous disons du fer et de l'aluminium est vrai pour la plupart des autres métaux, l'or et peut-être le platine exceptés : dans l'air, ils sont toujours légèrement oxydés.

M. Cailletet a pu amalgamer le fer en le frottant avec de l'amalgame de sodium. Il est permis de penser, d'après mes expériences, que l'action du sodium est ici simplement réductrice ; il réduit la surface oxydée du fer et la nettoie comme l'hydrogène déposé par la pile.

La destruction rapide de l'amalgame d'aluminium à l'air peut s'expliquer par la formation d'un couple mercure-aluminium, où ce dernier joue le rôle d'élément électropositif. L'humidité de l'air intervenant, cette destruction est sans doute d'autant plus rapide que l'alumine peut jouer le rôle d'acide à l'égard d'autres oxydes métalliques.

HENRI HERTZ. — Ueber das Verhalten des Benzins als Isolator und als Rückstandsbildner (Sur les propriétés de la benzine relatives à son pouvoir isolant et à la formation du résidu); *Wied. Ann.*, vol. XX, p. 279; 1883.

Les propriétés diélectriques de la benzine présentent des particularités curieuses.

Pour mesurer la résistance de la benzine, un condensateur dont ce liquide formait le diélectrique était chargé en mettant son armature interne en communication avec le sol et son armature externe en communication avec le pôle d'une pile dont l'autre pôle était au sol. L'armature interne était ensuite isolée et mise en communication avec l'une des paires de quadrants d'un électromètre dont l'autre était au sol. Par suite du passage de l'électricité à travers la benzine, l'électromètre était peu à peu dévié, et la déviation après une seconde était prise comme mesure de la résistance.

Pour mesurer le résidu, on fermait le condensateur sur lui-même pendant une seconde; l'électromètre relié aux quadrants donnait ensuite une déviation atteignant, au bout d'un certain temps, un maximum qu'on prenait pour mesure du résidu.

L'appareil ayant été rempli de benzine du commerce, et le courant étant fermé d'une manière permanente et ouvert seulement de temps en temps pour la mesure de la conductibilité et du résidu, on trouva que l'un et l'autre, d'abord très grands, diminuent avec le temps, pour devenir presque nuls.

La conductibilité et la formation du résidu au début doivent être attribuées à des impuretés; en effet, elles augmentent quand on salit la benzine et diminuent si on la purifie soit mécaniquement, soit par la distillation. C'est le courant qui, dans l'expérience citée en premier lieu, opère la purification. Après l'opération, la benzine constitue un diélectrique presque parfait, n'offrant ni conductibilité ni résidu notables.

L'auteur s'est assuré que le résidu présenté par la benzine impure n'est pas dû à la pénétration de l'électricité libre dans la benzine, mais bien à une action consécutive de la polarisation diélectrique. R. Blondlot.

H. WILD. — Ueber die Umwandlung meines Photometers in ein spectrophotometer. (Transformation du photomètre de Wild en un spectrophotomètre); *Wied. Ann.*, t. XX, p. 452; 1883.

On sait que le principe de ce photomètre (1) est que des quantités égales de lumière, d'origines différentes, polarisées dans des plans

(1) *Poggendorff Annalen*, t. CXVIII, p. 193; 1863.

rectangulaires et amenées à se superposer, se comportent comme de la lumière naturelle : un polariscope Savart sert à vérifier leur égalité. Cet appareil se compose : 1° d'un système symétrique de prismes à réflexion totale servant à amener au contact deux plages éclairées chacune par l'une des deux sources à comparer; 2° d'un gros prisme de Foucault, mobile sur un limbe gradué, servant à polariser les faisceaux parallèles, issus des deux sources; 3° d'un rhomboèdre épais de spath, à faces normales aux rayons, servant à amener le faisceau ordinaire correspondant à l'une des sources à se superposer partiellement au faisceau extraordinaire correspondant à l'autre; 4° d'un polariscope de Savart. Si α est l'angle des sections principales du prisme de Foucault et du rhomboèdre, au moment de la disparition des franges, le rapport des intensités des deux sources est

$$\frac{I}{I'} = C \operatorname{tang}^2 \alpha,$$

C étant un coefficient que l'on peut calculer d'après la théorie de la réflexion cristalline de Neumann.

Pour transformer l'appareil en un spectrophotomètre, il suffit d'interposer un prisme d'Amici à arêtes horizontales, entre le rhomboèdre et le polariscope. La fente se trouve accolée aux faces terminales des prismes à réflexion totale. On ajoute enfin contre le prisme de Foucault une lentille collimatrice. Dans ces conditions, à chacune des sources correspond un spectre cannelé, et ces deux spectres, à cannelures alternées, se trouvent superposés. Si l'égalité des deux faisceaux est obtenue pour une région déterminée du spectre, les franges noires y disparaissent. Une fente oculaire, mue par une vis à tambour gradué, sert à définir exactement les régions du spectre auxquelles se rapportent les mesures.

Il est utile de remarquer que le coefficient C est sensiblement le même pour toutes les radiations, $C = 1{,}026$ en moyenne.

J. Macé de Lépinay.

L. WEBER. — Mittheilung über einen photometrischen Apparat (Sur un appareil photométrique); *Wied. Ann.*, t. XX, p. 326; 1883.

La méthode photométrique proposée repose sur le principe des acuïtés visuelles égales : les deux sources à comparer éclairent les

deux moitiés semblables d'une plaque de verre sur laquelle sont photographiés des cercles concentriques noirs très serrés. L'avantage de cette méthode est de pouvoir servir à comparer une lumière diffuse à une source étalon, ou encore deux sources de couleurs différentes. Dans ce dernier cas, l'observation est rendue bien plus facile en interposant devant l'œil un verre rouge. On passe facilement de l'intensité R ainsi mesurée à l'intensité vraie, en remarquant que, pour des sources de même composition, comparées à un même étalon, on a $I = KR$. K est un coefficient numérique que l'on peut déterminer une fois pour toutes (1).

J. Macé de Lépinay.

FRANK NEWALL. — Internal reflexions in the eye (Réflexions intérieures dans l'œil); *Proceedings of the Royal Society*, vol. XXXIV, p. 473; 1883.

Quand on fixe un œil sur un point déterminé d'un écran noir dans une chambre éclairée seulement par la flamme d'une bougie, et que la flamme est placée en dehors de l'axe visuel, on aperçoit en un point à peu près symétrique de la flamme par rapport à l'axe visuel un fantôme pâle, renversé et plus ou moins confus de cette flamme. Si l'on déplace la bougie sans déranger l'œil, le fantôme éprouve des déplacements égaux et contraires, de façon à rester symétrique. Si enfin, laissant en place la bougie, on déplace lentement l'objet fixé par l'œil, le fantôme éprouve un déplacement double et de même sens et demeure encore symétrique de la flamme par rapport à l'axe visuel.

L'auteur explique la production de cette apparence en admettant que l'image rétinienne, due aux rayons venus directement de la flamme, constitue à son tour par diffusion un objet qui renvoie de la lumière vers l'extérieur de l'œil. Cette lumière rencontre la face antérieure du cristallin sur laquelle elle se réfléchit partiellement comme sur un miroir concave. Elle vient former entre le cristallin et la rétine une image de réflexion renversée par rapport à la première, mais droite par rapport à la flamme elle-même. Le

---

(1) Comparer à la solution plus générale que j'ai récemment proposée (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, 17 décembre 1883).

calcul montre que cette seconde image n'est pas sur la rétine, mais en deçà. Toutefois, quand le faisceau qui l'a formée parvient à la rétine, il est encore assez peu divergent pour donner la sensation d'une image grossière. Cette image, comme toutes les images rétiniennes, est rapportée instinctivement à un objet extérieur renversé par rapport à elle. C'est cet objet que l'on voit sous forme d'une apparence renversée et confuse de la flamme.

M. Newall réfute les autres hypothèses que l'on pourrait faire à ce sujet. La réflexion ne peut avoir eu lieu sur une des surfaces convexes de l'extérieur de l'œil, parce que la nouvelle image serait virtuelle, droite et très éloignée de la rétine. Elle ne peut avoir eu lieu sur la cornée, parce que l'image serait interceptée presque toujours en tout ou en partie par l'iris, ce qui n'a pas lieu. Enfin l'apparence ne peut être due à deux réflexions successives des rayons partis directement de l'objet, sur les deux faces du cristallin par exemple, parce que le fantôme ainsi obtenu se déplacerait dans le même sens que la bougie elle-même.

Par suite d'un défaut de centrage de l'œil, le fantôme n'est pas rigoureusement symétrique de l'objet. L'écart varie d'un œil à l'autre et peut servir de mesure pour apprécier ce défaut de centrage. Cette circonstance permet, en général, d'amener le fantôme dans l'axe de l'œil sans que l'objet y soit exactement.

La netteté du fantôme varie quand, la bougie étant placée à une distance déterminée de l'œil, on accommode l'œil à des distances variables. Cette circonstance tient à la fois aux variations de netteté de la première image rétinienne et à la position de la seconde image par rapport à la rétine. Certaines conditions sont favorables pour voir le fantôme suivant l'axe visuel; d'autres sont préférables pour l'observer dans des directions écartées de cet axe.

G. Foussereau.

ABNEY et FESTING. — Note on the absorption spectrum of iodine in solution in carbon disulphide (Note sur le spectre d'absorption de la dissolution d'iode dans le sulfure de carbone); *Proceedings of the Royal Society*, vol. XXXIV, p. 480; 1883.

Quand la lumière traverse une épaisseur de $0^m,002$ d'une solution renfermant 4 pour 100 d'iode, on obtient par photographie

deux bandes non absorbées, dont l'une commence dans le bleu notablement en deçà de G et se termine dans la région ultra-violette. L'autre bande comprend le spectre infra-rouge et le spectre lumineux jusque dans le voisinage de la raie D.

En augmentant progressivement la richesse de la solution jusqu'à 32 pour 100, on voit la première bande se rétrécir de plus en plus par ses deux extrémités et se réduire enfin à une petite région voisine de h, qu'on peut même faire disparaître en concentrant encore la solution.

La seconde bande se rétrécit aussi en reculant de plus en plus vers le rouge; mais le rouge extrême et les rayons infra-rouges ne sont pas atteints par l'absorption. On peut donc employer ce liquide disposé dans des cuves de sel gemme pour étudier ces portions du spectre solaire. G. Foussereau.

G. TYNDALL. — Note on terrestrial radiation (Note sur le rayonnement terrestre); *Proceedings of the Royal Society*, vol. XXXV, p. 21; 1883.

M. Tyndall compare les indications fournies aux mêmes instants de la nuit par deux thermomètres, dont l'un est suspendu dans l'air, à 4 pieds du sol, tandis que l'autre repose, par l'intermédiaire d'une couche de coton, sur la terre dépouillée de gazon. L'observation est faite loin de tout bâtiment et de tout autre objet capable d'apporter au rayonnement un obstacle de quelque importance.

Dans ces conditions le thermomètre placé sur le sol indiquait une température plus basse que l'autre, et les écarts ont varié de 4° à 18° F. Quand on faisait l'observation par un vent humide du sud-ouest ou à la suite d'une pluie abondante, l'écart était toujours faible, alors même qu'une pureté absolue du ciel semblait devoir favoriser le rayonnement. On observe alors des écarts qui ne dépassent pas 6° ou 7°.

Si, au contraire, l'observation a lieu pendant un vent sec du nord ou du nord-est, l'écart devient très considérable, ce qui accuse une radiation beaucoup plus énergique. D'autre part on observe encore que la température générale de l'air s'abaisse beaucoup plus dans le second cas que dans le premier.

Il paraît donc résulter de ces observations que la vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère, sans troubler en rien la transparence de l'air, constitue une sorte d'écran arrêtant partiellement les radiations calorifiques et retardant la déperdition de la chaleur du sol par rayonnement.

Ces résultats sont entièrement d'accord avec ceux des observations de M. Soret concernant l'intensité de la radiation solaire.

G. FOUSSEREAU.

C. BAUR. — Ein neues Radiometer (Nouveau Radiomètre); *Wied. Annalen*, t. XIX, p. 12; 1883.

Ce radiomètre se compose de deux minces feuilles d'étain découpées de manière à former un ruban plusieurs fois replié sur lui-même et collées sur les deux faces d'un cylindre de bois; chacune d'elles est intercalée sur l'une des branches d'un pont de Wheatstone. Si une des feuilles vient à recevoir des rayons calorifiques, sa résistance électrique change et le pont est parcouru par un courant, dont l'intensité peut être considérée comme proportionnelle à l'échauffement de la feuille et par suite à l'intensité de la radiation calorifique. La sensibilité de cet instrument est supérieure à celle de la pile thermo-électrique; la force électromotrice employée était celle d'un élement Daniell. CH. GOMIEN.

C. BAUR. — Die Strahlung des Steinsalzes bei verschiedenen Temperaturen (Radiations émises par le sel gemme à diverses températures); *Wied. Annalen*, t. XIX, p. 19; 1883.

La plaque de sel gemme qui servait aux expériences avait $0^m,090$ de longueur, $0^m,050$ de largeur, $0^m,008$ d'épaisseur; on la chauffait au moyen de deux becs de gaz et l'on mesurait sa température au moyen d'une aiguille thermo-électrique. Un écran arrêtait les radiations émises par la flamme du gaz. Les rayons calorifiques traversaient diverses plaques de sel gemme, puis venaient tomber sur le radiomètre décrit dans la Note précédente. L'auteur a trouvé que le sel gemme absorbe plus fortement qu'aucun autre corps les radiations qu'il émet lui-même, que l'absorption augmente quand

la différence de température des plaques rayonnante et absorbante diminue et serait complète si cette différence était nulle.

Ch. Gomien.

E. WIEDEMANN. — Ueber die Volumenänderungen von Metallen und Legirungen beim Schmelzen (Changements de volume de métaux et d'alliages au moment de la fusion); *Wied. Ann.*, t. XX, p. 228; 1883.

La méthode employée est celle du thermomètre à tige; le métal, coulé en forme de cylindre, remplit presque complètement le réservoir; le liquide dilatométrique est l'huile. Les points de fusion ou plutôt de solidification sont déterminés par la méthode du refroidissement.

Le zinc fond à 226°. Il *augmente* de volume au moment de la fusion, et cette augmentation atteint de 1,7 à 2,2 pour 100 selon l'échantillon. La soudure des plombiers présente également un accroissement de volume de 2 pour 100.

Des alliages de plomb-bismuth de diverses compositions présentent tous deux points de fusion différents, et à chacun d'eux correspond un accroissement de volume notable, mais qui n'est pas brusque.

J. Macé de Lépinay

G. de Lucchi. — Intorno all'influenza della magnetizzazione sulla conductibilità elettrica del ferro in direzione assiale ed equatoriale (Influence de l'aimantation sur la conductibilité électrique du fer dans la direction axiale et dans la direction équatoriale); *Atti del R. Istituto veneto*, 5ᵉ série, t. V, 1882.

En mesurant la résistance électrique de disques de fer traversés par un courant soit axial, soit équatorial, l'auteur trouve que l'aimantation du fer augmente la résistance dans la direction de l'axe magnétique, et la diminue dans la direction équatoriale dans un rapport qui, d'après l'auteur, est égal en moyenne à $\frac{1}{2763}$. Ces résultats sont conformes à ceux qui avaient été obtenus par Sir W. Thomson [1], mais leur interprétation demeure douteuse; ainsi que

---

[1] *Phil. Trans.*, p. 315; 1856.

Beetz l'avait déjà fait remarquer ([1]), la variation observée est du même ordre de grandeur que celle que l'on devrait attendre, par suite du changement de dimensions résultant de l'aimantation, si la conductibilité électrique demeurait invariable.

E. Bouty.

IGN. CANESTRELLI. — Sulla graduazione dei galvanometri (Sur la graduation des galvanomètres); *Reale Accademia dei Lincei*, 3e série, t. VI, juin 1882.

L'auteur a gradué avec le plus grand soin une boussole de Wiedemann antérieurement étudiée par M. Blaserna. En appliquant la méthode qui avait été employée par ce physicien, il trouve que la Table de la boussole, dressée douze ans auparavant, n'est plus rigoureusement applicable : il ne suffit donc pas, pour les recherches de haute précision, de graduer une boussole une fois pour toutes : ces mesures doivent être répétées de temps en temps.

La comparaison de la boussole de Wiedemann à une boussole de Gaugain construite par Ruhmkorff a montré que cette dernière s'écarte sensiblement de la loi des tangentes. L'intensité du courant doit être calculée par la formule

$$I = a \operatorname{tang}\varphi + b \operatorname{tang}^3\varphi;$$

l'influence du terme en $\operatorname{tang}^3\varphi$ est loin d'être négligeable pour des déviations qui atteignent 45°.

E. Bouty.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE.

Tome XV; 1883.

EDLUND. — Recherches sur le passage de l'électricité dans les gaz raréfiés, p. 1-22.

D'après M. Edlund, la résistance au passage de l'électricité dans les gaz est la somme de deux termes, l'un $r_1 l$ dû à la résistance,

([1]) *Ueber den Einfluss der Magnetisirung auf die Längen und den Leitungswiderstand von Eisenstäben* (*Pogg. Ann.*, CXXXIII, p. 173; 1866).

dans le sens ordinaire du mot, de la colonne gazeuse de longueur l et qui décroît avec le degré du vide, l'autre e dû à une force électromotrice développée au contact du gaz et de l'électrode et qui croît avec la raréfaction. On s'expliquera l'utilité des recherches expérimentales à ce sujet en réfléchissant aux anomalies que présentent les gaz lors du passage d'un courant. Ainsi, abstraction faite de l'influence de la pression, on sait que, tandis que, dans les solides, l'intensité du courant n'est jamais nulle, quelle que soit la faiblesse de la force électromotrice, il faut que celle-ci atteigne une certaine valeur pour que le gaz livre passage au courant. Rappelons encore que M. Wiedemann a montré que la chaleur dégagée était proportionnelle à ri et non à ri^2, et que, pour une même valeur de i, elle était indépendante de la section du conducteur. La force électromotrice nécessaire pour établir le courant s'est de même montrée indépendante du rayon du tube et entre deux points la différence des tensions électroscopiques, au lieu d'être proportionnelle à ri, n'a pas varié avec i.

M. Edlund pense expliquer ces divergences dans sa théorie unitaire des phénomènes électriques, dont je ne rappellerai que deux formules fondamentales, à savoir

$$\frac{L}{n}\frac{di}{dt} = E - ri \quad \text{et} \quad \frac{L}{n}\frac{di}{dt} = E - R - ri.$$

Elles s'appliquent la première aux solides, la deuxième aux gaz, et se déduisent de considérations sur l'écoulement d'un fluide dans des conditions spéciales : L est la longueur du conducteur, n sa section, r la résistance de la portion solide des conducteurs, R celle du gaz; elles laissent de côté l'induction du courant sur lui-même, puisque la forme du circuit n'y intervient pas. Dans le cas d'un courant permanent, la première donne

$$i = \frac{E}{r},$$

et la deuxième

$$i = \frac{E - R}{r}.$$

C'est l'étude de la quantité R, c'est-à-dire de la contrepression due aux gaz, que nous avons vue au début de cette analyse devoir

se composer de deux termes e et $r_1 l$, qui fait l'objet du Mémoire actuel.

Dans une première série d'expériences, le courant d'une machine Holtz est envoyé dans un conducteur gazeux shunté par un galvanomètre et l'on constate que les déviations sont beaucoup plus fortes que si le courant est envoyé directement dans le galvanomètre, du moins à de faibles pressions du gaz. Les fortes déviations donnent la mesure de $e - r_1 l$. Dans une autre série d'expériences, un courant d'induction de force électromotrice E parcourt un circuit contenant le tube à gaz et le galvanomètre dont les déviations mesurent alors $E - (e + r_1 l)$. On sépare ainsi les influences de la force électromotrice e du gaz et de sa résistance r_1.

L'expérience montre que l'intensité du courant passe par un maximum pour des pressions gazeuses de quelques millimètres; puis, la raréfaction croissant, e augmente, tandis que r_1 décroît.

SHELFORD BIDWELL. — Résistance électrique du sélénium, p. 31-35.

Si l'action de la lumière sur le sélenium résultait, comme le veut Moser, d'une dilatation calorifique qui assure les contacts, la résistance du sélénium devrait diminuer quand on l'échauffe par l'action de la chaleur obscure. Or l'expérience prouve que cette résistance croît d'abord à partir de 0° passe par un maximum et décroît ensuite jusqu'à 100°. La théorie de Moser est donc insuffisante.

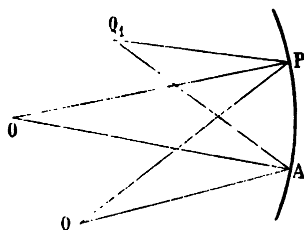
A. MICHELSON. — Évaluation du nombre de vibrations d'un diapason, p. 84-87.

Considérons un diapason muni d'un miroir et entretenu électriquement à 128 vibrations par seconde et une dérivation du courant principal contenant un tube de Geissler et un pendule qui ferme cette dérivation une fois par seconde. Le tube de Geissler paraîtra illuminé dans le miroir toujours à la même place. Mais, si le diapason fait 128,1 vibrations, l'image du tube occupera 10 positions équidistantes.

W. BAILY. — Spectre de diffraction des réseaux concaves, p. 183-187.

GLAZEBROOK. — Réseaux courbes, p. 377-381, et p. 414-419.

L'analyse semble indiquer que M. Rowland a atteint dans la construction de ses réseaux une perfection qu'il sera peut-être difficile de dépasser. Plaçons-nous, en effet, dans le cas d'un réseau



cylindrique dont O est le centre. Les ondes émanées de Q, et diffractées en A et P, auront en Q_1 la même phase, si l'on vérifie

$$(1) \qquad QP + Q_1P = QA + Q_1A \pm n\lambda.$$

Posons

$$QAO = \varphi, \quad Q_1AO = \psi, \quad AOP = \omega,$$
$$QA = u, \quad Q_1A = u_1, \quad OA = a;$$

il en résulte

$$AP = 2a\sin\frac{\omega}{2}, \quad \overline{QP}^2 = u^2 + 4a^2\sin^2\frac{\omega}{2} - 4au\sin\frac{\omega}{2}\sin\left(\frac{\omega}{2} - \varphi\right),$$

et une expression semblable pour Q_1P en u_1 et φ.

Dans un premier mode de calcul, développons QP et Q_1P suivant les puissances de ω et substituons-les dans (1); on obtiendra, en négligeant les termes en ω^3,

$$a\omega(\sin\varphi - \sin\psi) - \frac{a\omega^2}{2}\left[\cos\varphi - \cos\psi - a\left(\frac{\cos^2\varphi}{u} - \frac{\cos^2\psi}{u}\right)\right] + \omega^3 = \pm n\lambda,$$

c'est-à-dire l'équation connue

$$a\omega(\sin\varphi - \sin\psi) = \pm n\lambda,$$

à la condition de rendre nul le coefficient de ω^2, c'est-à-dire

d'écrire

$$\frac{\cos^2\varphi}{u} - \frac{\cos\varphi}{a} = \frac{1}{d} \quad \text{et} \quad \frac{\cos^2\psi}{u'} - \frac{\cos\psi}{a} = -\frac{1}{d},$$

d étant une constante. Ces équations sont en coordonnées polaires u et φ, celles de deux courbes qui se réduisent à un cercle de diamètre AO pour $d = \infty$. Ce sont ces courbes que M. Baily étudie; elles sont conjuguées, c'est-à-dire que, la source décrivant l'une, son image décrit l'autre et réciproquement ([1]).

M. Glazebrook remarqua, de plus, qu'il devait se produire des phénomènes d'aberration dépendant des termes en ω^3, et avec une intensité telle que l'emploi des réseaux courbes pouvait ne pas être préféré à celui de réseaux plans observés à l'aide de lentilles. C'est alors que M. Rowland indiqua que, d'après le mode de construction de ses réseaux, les espaces compris entre deux raies devaient être égaux non d'après leur arc, mais d'après leur corde. Si dès lors on développe QP et Q_1P, non suivant ω, mais suivant $\sin\omega$, on trouve, pour les termes successifs,

$$\begin{aligned} & a\sin\omega(\sin\varphi - \sin\psi) \pm n\lambda \\ & - \frac{1}{2} a \sin^2\omega \left[\cos\varphi\left(1 - \frac{a}{u}\cos\varphi\right) + \cos\psi\left(1 - \frac{a}{u'}\cos\psi\right)\right] \\ & + \frac{1}{2} a \sin^3\omega \left[\frac{a}{u}\sin\varphi\cos\varphi\left(1 - \frac{a}{u}\cos\varphi\right)\right. \\ & \qquad \left. - \frac{a}{u'}\sin\psi\cos\psi\left(1 - \frac{a}{u'}\cos\psi\right)\right]. \end{aligned}$$

Si donc l'image et la source se trouvent sur la circonférence

$$u = a\cos\varphi,$$

les termes du deuxième et du troisième ordre disparaissent. L'aberration ne dépend plus que des termes du quatrième ordre, qui se réduisent à

$$\tfrac{1}{2} n\lambda \sin^3\omega \tang\psi;$$

de plus, en vertu de $n\sigma = a\sin\omega$, les termes du premier ordre s'écrivent

$$\sigma(\sin\varphi - \sin\psi) = \pm\lambda,$$

([1]) *Voir* à ce sujet *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 1, 1883; Mascart, *Réseaux métalliques*.

expression indépendante de n (σ étant la distance de deux traits).

F. BARRETT. — Des lueurs émises par un champ magnétique, p. 271-275.

Certaines personnes, après quelques moments de séjour dans une chambre noire, sont impressionnées par un champ magnétique intense.

AYRTON. — Résistance de l'arc électrique, p. 346-352.

La distance des charbons restant constante, la force électromotrice nécessaire pour maintenir l'arc n'est pas tout à fait indépendante de l'intensité du courant, mais croît avec elle. Cette force électromotrice est proportionnelle à la longueur de l'arc augmentée d'une constante. B. Élie.

NATURE.

Tome XXVII (Suite).

A. STRAHAN. — Les mouvements de l'air dans les fissures et le baromètre, p. 375.

On remarque à l'entrée de certains puits des mouvements d'air dans un sens ou dans l'autre suivant que la pression atmosphérique augmente ou diminue : la quantité d'air déplacée est souvent considérable. On constate facilement le passage et le sens de ces courants en fermant l'orifice par un couvercle muni de deux tuyaux de hauteur différente qu'on entend assez bien lorsque l'air entre ou sort.

Ces courants d'air correspondent à des variations de pression très faibles ; on ne les a observés jusqu'à présent que dans des puits creusés dans les grès et dans lesquels on remarque soit au-dessus, soit au-dessous du niveau de l'eau des fissures qui doivent communiquer avec des cavités considérables.

Le dégagement de grisou dans les mines est un phénomène analogue, cependant on n'a jamais constaté que la sortie du gaz.

A. IRVING. — Radiation solaire et mouvement des glaciers, p. 553.

On constate avec une pile thermo-électrique très sensible que la glace, qui est opaque pour les radiations peu réfrangibles, laisse passer la chaleur lumineuse. Un glacier se comporte donc comme une serre : une partie de la chaleur lumineuse le traverse, échauffe les roches sous-jacentes et ne peut plus sortir. Cette remarque explique le fait bien connu de la descente plus rapide dans le jour que pendant la nuit, et pendant l'été bien plus que pendant l'hiver

C. DAGUENET.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5ᵉ série. — Tome XVII. — Mars 1884.

R. BUNSEN. — *Condensation de l'acide carbonique sur des surfaces de verre dépolies*, p. 161.

E.-G. MILLS. — *Relation des points de fusion et d'ébullition à la composition chimique*, p. 173.

LORD RAYLEIGH. — *Observations acoustiques*, p. 188.

S.-P. LANGLEY. — *Détermination expérimentale de longueurs d'onde dans le spectre prismatique invisible*, p. 194.

O.-G. LODGE. — *Phénomènes présentés par l'air au voisinage de corps fortement illuminés, quand il contient des poussières*, p. 214.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XX, nᵒ 12ᵇ; 1883.

W. HITTORF. — *Sur la conductibilité électrique des gaz*, p. 705.

E. WIEDEMANN. — *Sur les décharges électriques dans les gaz*, p. 756.

W.-L. ROBB. — *Propriétés galvaniques des amalgames de zinc et de cadmium*, p. 798.

E. WARBURG et L. HONIG. — *Chaleur développée dans le fer par des actions magnétiques périodiquement interverties*, p. 819.

A. v. WALTENHOFEN. — *Remarques sur les Mémoires de M. Hugo Meyer sur la fonction magnétisante de l'acier*, p. 835.

A. TOEPLER. — *Quelques propriétés des aimants attachés en croix*, p. 838.

E. Lommel. — *Spectroscope à oculaire fluorescent. Remarques sur la phosphorence*, p. 847.

S. v. Wroblewski. — *Sur le poids spécifique de l'oxygène liquide*, p. 860.

G. Drecker. — *Travail intérieur de dilatation des mélanges liquides comparé à celui des liquides mélangés*, p. 870.

A. Ritter. — *Recherches sur la constitution des astres gazeux*, p. 897.

Rectifications, p. 952.

Tome XXI, n° 1, 1884.

O. Fröhlich. — *Mesures de la chaleur solaire*, p. 1.

A.-W. Velten. — *Chaleur spécifique de l'eau*, p. 31.

E. Pisani. — *Sur la polarisation galvanique*, p. 64.

A. Oberbeck. — *Sur les oscillations électriques et particulièrement sur les phénomènes de polarisation qu'elles produisent*, p. 139.

A. Tœpler. — *Évaluation de l'intensité horizontale magnétique à l'aide de la balance*, p. 158.

W. v. Bezold. — *Expérience simple pour rendre sensible la relation entre la température d'un fil incandescent et la composition de la lumière qu'il émet*, p. 175.

E. Ketteler. — *Réponse à une critique de M. Voigt*, p. 178.

E. Ketteler. — *Théorie de la dispersion de la lumière*, p. 199.

Tome XXI, n° 2; 1884.

S. Czapski. — *Sur la variation thermique de la force électromotrice des éléments galvaniques; sa relation à leur énergie libre*, p. 209.

G. Kollert. — *Propriétés électriques des flammes*, p. 244.

F. Fuchs. — *Méthode de compensation pour la mesure de la résistance des éléments impolarisables*, p. 274.

E. Budde. — *Théorie des forces thermo-électriques*, p. 277.

H. Lorberg. — *Sur l'électrostriction*, p. 300.

B. Weinstein. — *Calcul du potentiel de bobines*, p. 329.

A. v. Waltenhofen. — *Expérience instructive avec les piles thermo-électriques asymétriques*, p. 360.

C. Christiansen. — *Émission de la chaleur par les surfaces irrégulières*, p. 364.

A. Tsirch. — *Recherches sur la chlorophylle et ses dérivés*, p. 370.

W. Holtz. — *Expérience de cours pour prouver cette loi : « La vitesse de rotation croît quand les masses tournantes se rapprochent de l'axe »*, p. 383.



ÉTUDE DES COURANTS TELLURIQUES;

PAR M. E.-E. BLAVIER.

Le Congrès des électriciens, qui s'est tenu à Paris pendant l'Exposition internationale d'électricité de 1881, a appelé l'attention sur l'intérêt que peut offrir l'observation des courants électriques qui parcourent la surface de la terre et a renvoyé l'étude de cette question à la Conférence internationale pour la détermination des unités électriques, qui s'est réunie à Paris le 26 octobre 1882. Dans cette Conférence on a émis les vœux :

« 1° Que certaines lignes, même de petite longueur, indépendantes du service télégraphique général dans chaque pays, soient consacrées, d'une manière exclusive, à l'étude des courants terrestres;

» 2° Que les grandes lignes, particulièrement les lignes souterraines, soient utilisées le plus fréquemment possible pour des recherches de même nature, ces lignes étant dirigées de préférence du sud au nord et de l'est à l'ouest, les observations ayant lieu le même jour, par exemple le dimanche, dans les différents pays. »

Les courants telluriques n'ont pu jusqu'ici être étudiés d'une manière continue, par suite de l'impossibilité d'utiliser pour cet objet les fils télégraphiques, qui suffisent à peine au trafic. A la suite des grandes perturbations magnétiques seulement, on a pu, en relevant les observations faites par les employés dans les bureaux télégraphiques, dresser des Tableaux ou des courbes qui donnent une idée approximative de la direction et de l'intensité de ces courants à différents instants.

En France, par suite de la construction récente d'un certain nombre de lignes souterraines, plusieurs fils conducteurs se sont trouvés provisoirement disponibles; j'en ai profité pour demander à M. le Ministre des postes et des télégraphes l'autorisation de les utiliser pour l'étude et l'enregistrement automatique des courants terrestres. Cette autorisation m'ayant été accordée, j'ai fait construire, par M. Duboscq, un appareil enregistreur semblable à celui qu'emploie M. Mascart, à Saint-Maur, pour l'enregistrement simultané des trois composantes du magnétisme terrestre.

Cet appareil comprend une horloge qui fait descendre d'un mouvement uniforme, pendant vingt-quatre heures, un cadre sur lequel est fixée une feuille de papier préparé au gélatinobromure d'argent, de $0^m,26$ de hauteur sur $0^m,21$ de largeur. Cette feuille passe devant une fente étroite que traversent les rayons lumineux réfléchis par l'instrument dont on veut enregistrer les indications.

L'image est ensuite développée et fixée par une immersion de la feuille dans un bain d'oxalate de potasse et de sulfate de fer, puis dans un bain d'hyposulfite de soude.

Une lampe alimentée au gazogène est placée au-dessus de la fente et fournit la lumière; elle est entourée d'une enveloppe métallique ayant trois ouvertures munies de lentilles, dont l'une envoie les rayons lumineux normalement et les deux autres parallèlement à la surface du papier préparé.

Les rayons sont réfléchis par de petits miroirs fixés à la partie mobile des instruments d'observation et renvoyés sur la fente, directement pour l'un d'eux, et par l'intermédiaire de deux prismes pour les deux autres.

Sur la feuille de papier se trouvent marquées automatiquement, au milieu, sur une largeur de $0^m,07$, les courbes qui correspondent à l'instrument placé en face, et, de chaque côté, sur une largeur égale, les courbes qui correspondent aux deux autres, convenablement placés.

Les galvanomètres dont je me suis servi pour l'enregistrement des courants telluriques sont des galvanomètres apériodiques de MM. Marcel Deprez et d'Arsonval. Chacun d'eux comprend un aimant fixe entre les branches duquel se meut un petit cadre; autour de ce dernier est enroulé le fil conducteur qui forme environ 50 tours. Ce cadre est maintenu par deux fils d'argent verticaux, fixés l'un à la partie supérieure et l'autre à la partie inférieure, qui lui permettent d'osciller. Un petit miroir, qui renvoie la lumière sur la fente de l'enregistreur, est collé sur le fil supérieur.

Les oscillations du cadre au moment des variations d'intensité du courant sont à peu près nulles par suite de l'effet d'induction qui se produit dans le conducteur lorsque les bornes sont réunies

par un fil de dérivation offrant une faible résistance, avantage précieux pour le genre d'expériences que j'avais à faire.

Les heures sont marquées photographiquement sur les marges de la feuille de papier. A cet effet, cette feuille est maintenue entre deux glaces de verre dont l'une, transparente, est exposée aux rayons lumineux réfléchis par les miroirs, tandis que l'autre, noircie, porte sur le bord des découpures également espacées, correspondant aux vingt-quatre heures de la journée. Il suffit de présenter pendant un instant cette dernière glace à la lumière, pendant que l'épreuve photographique se trouve encore au dessous, pour que les découpures se reproduisent sur le papier, et de noter l'heure du commencement du mouvement.

Ce qu'il importait de mesurer, c'était non l'intensité du courant tellurique, qui varie suivant la résistance du circuit, mais la force électromotrice existant à chaque instant entre les deux points du sol en relation avec le fil télégraphique. Dans ce but, j'ai rendu, dans toutes les expériences, la résistance totale du circuit constante par l'addition de bobines et de rhéostats convenablement choisis. Cette résistance constante a été fixée à 10 000 ohms (1000^{km} de fil de fer à 4^{mm}), résistance considérable qui a l'avantage d'éliminer les effets secondaires, induction et dérivation des fils voisins, variation de la température, effet de l'électricité atmosphérique, polarisation, etc.

Il était, en outre, nécessaire de déterminer fréquemment la constante des galvanomètres qui pouvait changer par suite des variations de tension du fil qui supporte les cadres.

Chaque matin on prend cette constante en remplaçant pendant un instant le circuit soumis à l'expérience par un circuit local, toujours le même, de 20 000 ohms de résistance et comprenant 1 élément Daniell.

Un premier trait donné sur le papier par le galvanomètre correspond au cas où aucun courant ne passe; un second correspond au cas où le courant d'essai est envoyé dans un sens, et un troisième au cas où ce courant est envoyé en sens opposé.

L'intensité du courant qui produit les deux dernières marques est d'environ $\frac{1^{\text{volt}}}{20\,000^{\text{ohms}}}$, soit $\frac{1}{20\,000}$ d'ampère.

Une ligne droite, parallèle au mouvement du papier, menée par le point qui correspond à l'absence de tout courant, peut servir d'axe. Les résistances du circuit d'essai et du circuit soumis aux expériences étant dans le rapport de 2 à 1, la force électromotrice du courant tellurique, à chaque moment, est donnée en volts par le rapport entre le double de l'ordonnée correspondante de la courbe et l'ordonnée du point marqué par le courant d'essai.

Quant aux fils de dérivation (ou shunts) employés pour les galvanomètres, leur résistance varie, suivant la longueur des lignes soumises aux expériences, de $\frac{1}{40}$ à $\frac{1}{5}$ de la résistance du fil enroulé sur le cadre. On règle cette résistance de façon que les courbes ne dépassent pas, autant que possible, les limites de la portion de la feuille qui est consacrée à l'enregistrement.

La constante de chaque instrument étant prise avec son shunt, on n'a pas à se préoccuper de la résistance de ce dernier pour l'interprétation des courbes.

Les expériences ont commencé à la fin du mois de juillet dernier et durent encore; elles n'ont subi que quelques interruptions partielles, dues à la nécessité où nous nous sommes quelquefois trouvés de rendre au service les fils qui avaient été mis à notre disposition.

J'ai été secondé dans cette étude par M. Henry Terral, agent spécial attaché à l'École supérieure de Télégraphie, qui est parvenu promptement à obtenir des épreuves très nettes et a eu l'idée de les reproduire par les procédés photographiques ordinaires.

Les lignes qui ont été soumises jusqu'ici aux expériences sont celles de Paris à Nancy, Lille, Lyon, le Havre, et celles du poste central de Paris (103, rue de Grenelle) aux guérites de coupures des fils, à la porte de Flandres et à la porte de Vincennes. Je vais indiquer les principaux résultats obtenus jusqu'à ce jour.

Un des faits importants qui ressortent de la comparaison des courbes est que la direction et l'intensité des courants telluriques dépendent uniquement de la différence de potentiel entre les deux points où le fil conducteur est en communication avec la terre et sont indépendantes de son trajet. Ainsi, de Paris à Nancy, deux

fils, l'un aérien, passant par Châlons, et l'autre souterrain, passant par Reims, fournissent toujours des courbes absolument identiques.

On peut en conclure, contrairement à une opinion généralement admise, que les lignes souterraines ne sont pas plus influencées que les lignes aériennes par les courants terrestres. Si ces courants troublent un peu plus la transmission sur les lignes souterraines, cela tient à ce que leurs conducteurs en cuivre offrent moins de résistance et à ce qu'on emploie pour les desservir des piles plus faibles et des appareils plus sensibles.

Non seulement les courants telluriques sont identiques sur deux fils qui aboutissent aux deux mêmes points, mais encore ils sont très sensiblement les mêmes sur deux fils de même longueur qui ont à peu près la même direction, de Paris à Reims et de Paris à Châlons par exemple.

Pour deux lignes de longueurs différentes, mais qui ont la même direction, par exemple de Paris à Nancy et de Paris à Châlons, les courants qui parcourent les fils suivent exactement les mêmes phases, mais leur intensité est en raison de la distance des points extrêmes, la résistance totale étant, bien entendu, la même dans les deux cas.

En augmentant la résistance de la dérivation entre les bornes du galvanomètre en relation avec le fil le plus court, en la doublant par exemple, pour le galvanomètre du fil de Paris à Châlons, on retrouve identiquement les mêmes courbes que pour le fil le plus long, Paris-Nancy.

Le résultat est le même lorsqu'on compare les courbes que donnent deux grandes lignes situées des deux côtés de Paris et sur le prolongement l'une de l'autre, telles que les lignes Paris-Lille et Paris-Lyon. Mais les courants sur la ligne de Paris-Lyon sont naturellement plus intenses et indiquent toujours une différence de potentiels proportionnelle à la distance des points extrêmes.

Cette loi se vérifie même lorsqu'on compare une grande ligne, comme celle de Paris à Châlons, avec une ligne très courte, de 8^{km} à 10^{km} de longueur, allant du poste central de Paris (103, rue de Grenelle) à la caserne située près de la porte de Flandres, ou à la guérite télégraphique qui se trouve à la porte de Vincennes.

En conservant, pour l'observation des courants sur ces deux dernières lignes, la résistance totale de 10 000 ohms, on n'obtient que des variations insignifiantes d'intensité; mais, en réduisant cette résistance à 1000 ohms, on retrouve les mêmes variations que sur la ligne de Paris à Châlons, avec une légère différence toutefois pour la ligne de la porte de Flandres, tenant à ce que sa direction n'est pas absolument la même que celle de Paris à Châlons.

Lorsque la résistance totale est réduite à 1000 ohms, on constate une légère force électromotrice, due à la différence d'action chimique des plaques de terre, qui a pour résultat de déplacer les courbes par rapport à l'axe correspondant à l'absence de tout courant; mais ce déplacement ne gêne en rien l'observation; il suffit, en effet, d'orienter convenablement le miroir supporté par le fil de suspension pour que les traces laissées par la lumière se trouvent dans l'espace consacré à l'enregistremeut.

Il paraît donc probable qu'on pourra arriver à étudier complètement les variations du courant tellurique au moyen d'un certain nombre de fils de faible longueur rayonnant d'un point central.

J'ai voulu m'assurer que les courbes du courant tellurique ne sont pas troublées par l'effet des transmissions télégraphiques du poste central, dont nous empruntons le fil de terre. Dans ce but, nous avons pris d'abord une seconde communication avec le sol, située à une trentaine de mètres de celle qui sert aux transmissions, et nous avons employé un des deux fils de terre pour un des conducteurs de Paris à Nancy et le second pour l'autre conducteur; les courbes ont été identiques. Nous avons ensuite pris la terre à Viroflay pour un des conducteurs et à la station centrale pour l'autre; nous avons obtenu les mêmes résultats. Enfin, nous avons comparé un fil de Paris à Nancy avec un fil allant de Châlons-sur-Marne à Viroflay; nous avons encore eu les mêmes courbes, modifiées seulement par la variation de distance des points extrêmes.

En réglant convenablement les shunts des galvanomètres, on peut, presque toujours, obtenir avec des fils qui ont une même direction, mais des longueurs différentes, des courbes qui peuvent se superposer.

Les courants telluriques varient constamment de sens et d'intensité ; parfois, au milieu d'une période relativement assez calme, on observe un courant qui s'accroît rapidement pendant une heure ou deux, puis décroît et change de sens. La force électromotrice sur une ligne de 350^{km}, comme celle de Paris à Nancy, atteint souvent 2, 3 et 4 volts.

Pendant les orages magnétiques, et il s'en est manifesté plusieurs pendant la durée de nos expériences, la force électromotrice atteint des valeurs beaucoup plus considérables et change rapidement de sens. L'image du point lumineux, réfléchie par le miroir du cadre, sort à chaque instant de l'espace consacré à l'enregistrement.

Pour deux lignes qui sont situées dans le prolongement l'une de l'autre, les courbes sont semblables, mais de sens opposé naturellement. On constate seulement quelques différences lorsque les lignes sont très longues, comme celles de Paris à Lille et de Paris à Dijon ou à Lyon, et encore ces différences peuvent-elles tenir à ce que les lignes n'ont pas absolument la même direction.

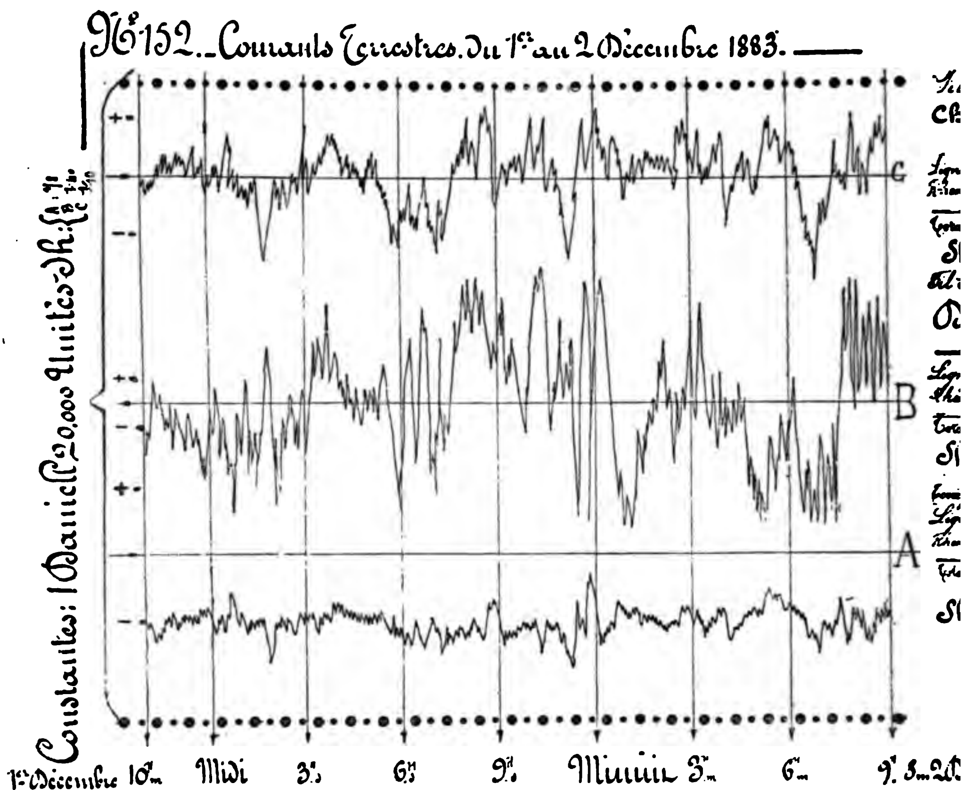
On peut déduire des courbes obtenues sur deux lignes ayant des directions différentes, comme celle de Paris à Nancy et celle de Paris à Dijon, la véritable direction du courant tellurique à chaque instant. En effet, la différence de potentiel étant proportionnelle à la distance des points extrêmes sur une même ligne droite, on peut facilement trouver sur les deux lignes deux points dont le potentiel est le même ; la droite qui passe par ces deux points est une courbe équipotentielle, et la normale à cette ligne représente la direction du courant tellurique.

Les courants circulent généralement dans la direction du nord-ouest au sud-est, et réciproquement ; mais souvent leur direction change, et ils vont quelquefois du nord au sud, du nord-est au sud-ouest, de l'est à l'ouest et réciproquement.

Il est encore impossible de donner la loi générale de ces courants, si tant est qu'on puisse y parvenir. Toutefois il résulte, de la comparaison des courbes obtenues pendant plusieurs mois, qu'en France, tous les matins de 9^h à midi, le courant marche du nord

au sud ou plutôt du nord-nord-est au sud-sud-ouest et atteint son maximum d'intensité vers $10^h 30^m$.

Les courants telluriques ont évidemment une liaison intime avec les variations du magnétisme de la terre. Ils en peuvent être la cause principale ou l'effet; cette question ne pourra être résolue que par une comparaison des courbes électriques et des courbes magnétiques. L'étude attentive des premières permettra également



de décider si les mouvements du Soleil et de la Lune ont une influence inductrice, comme le pensent quelques savants.

La figure ci-jointe est la reproduction par la photogravure des courbes obtenues pendant une journée assez agitée (du 1[er] décembre 10^h du matin au 2 décembre $9^h 8^m$ du matin). A gauche sont marqués les traits qui donnent les courants des trois galvano-

mètres et correspondent, ainsi qu'il a été dit plus haut à $\frac{1}{10000}$ d'ampère.

Les courbes C et B sont fournies par les lignes de Paris à Châlons et de Paris à Dijon (fils 123 et 07).

La résistance totale est de 10015 ohms pour le premier circuit et de 10000 ohms pour le second; les shunts des deux galvanomètres sont $\frac{1}{10}$ et $\frac{1}{40}$.

La troisième courbe, A, est fournie par une ligne de 9^{km} à 10^{km} allant du poste central de Paris à la guérite de l'est (porte de Flandres). La résistance totale du circuit est seulement de 1015 ohms, et le shunt du galvanomètre de $\frac{1}{40}$.

SUR L'ACTION RÉCIPROQUE DE DEUX SPHÈRES ÉLECTRISÉES;

PAR M. MASCART.

Poisson a traité d'une manière générale le problème de la distribution de l'électricité sur deux sphères conductrices, mais les calculs très longs qu'entraîne l'application de sa méthode n'ont été effectués que pour un petit nombre de cas particuliers. En partant de l'idée ingénieuse des images électriques, Sir W. Thomson a indiqué des développements en série qui permettent de déterminer les masses électriques de deux sphères en fonction des potentiels et l'action réciproque en fonction des masses ou des potentiels; les calculs ont été réduits en Tables, pour le cas de deux sphères égales dont la distance des centres ne dépasse pas le double de leur diamètre.

Lorsqu'on emploie la balance de Coulomb pour des mesures absolues, il peut être avantageux d'opérer à une distance plus grande, et il n'existe pas, à ma connaissance, de formule simple ni de Tables qui permettent alors de calculer les phénomènes avec une approximation suffisante. La méthode de Sir W. Thomson, simplifiée en quelques points, conduit à des formules dont l'exactitude paraît répondre à tous les besoins des expériences.

Il suffit d'admettre que les images successives provenant de l'induction mutuelle des deux sphères sont respectivement con-

centrées au point qu'occupe la première d'entre elles, c'est-à-dire au point conjugué du centre de chaque sphère par rapport à l'autre. Avec cette hypothèse, si l'on considère deux sphères égales dont r est le rayon, d ou cr la distance des centres, m et m' les masses électriques, V et V' les potentiels, on trouve aisément que la masse m de la première a pour expression

$$m = rV - \frac{r(c^2-1)^2}{c[(c^2-1)^2-c^2]}\left(V' - \frac{c}{c^2-1}V\right).$$

On peut considérer cette masse totale comme formée de deux parties, l'une $m_1 = rV$, dont la distribution est homogène et dont l'action extérieure est la même que si elle était concentrée au centre; l'autre, $-m_2 = m - m_1$, qu'on pourra ainsi supposer concentrée au point conjugué du centre de la seconde sphère, c'est-à-dire à la distance $\frac{r^2}{d}$ du centre de la première.

La masse m' de la seconde sphère étant de même partagée en deux autres m'_1 et $-m'_2$, l'action réciproque des deux sphères a pour expression

$$f = \frac{m_1 m'_1}{d^2} - \frac{m_1 m'_2}{\left(d-\frac{r^2}{d}\right)^2} - \frac{m'_1 m_2}{\left(d-\frac{r^2}{d}\right)^2} + \frac{m_2 m'_2}{\left(d-2\frac{r^2}{d}\right)^2}.$$

On pourra ainsi calculer les valeurs de m, m' et f en fonction des potentiels.

Les résultats se simplifient beaucoup quand on suppose $m = m'$ et par suite $V = V'$; il vient alors

$$m = rV\left[1 - \frac{c^2-1}{c(c^2-c-1)}\right],$$

$$f = V^2\left[\frac{1}{c^2} - \frac{2c}{(c^2-1)(c^2-c-1)} + \frac{(c^2-1)^2}{(c^2-2)^2(c^2-c-1)}\right],$$

d'où l'on déduira le rapport $\frac{fr^2}{m^2}$ en fonction de la distance des centres.

Il est clair, par la nature même de l'hypothèse admise, que ces formules sont d'autant plus exactes que la distance est plus grande. Pour avoir une idée de l'approximation qu'elles comportent, nous considérerons le cas extrême $c = 4$, qui correspond à la limite des

Tables de Sir W. Thomson. On obtient ainsi

$$m = rV \times 0{,}080262,$$
$$f = V^2 \times 0{,}03761,$$
$$f = \frac{m^2}{r^2} \times 0{,}05830.$$

Les valeurs des coefficients numériques données par les Tables sont respectivement 0,080258; 0,03766; 0,05846. L'erreur relative des formules approchées est donc d'environ 0,001 dans ce cas, qui est le plus défavorable. Si la valeur de c dépasse 5 ou 6, il est plus avantageux de développer les expressions en séries ordonnées suivant les puissances croissantes de $\frac{1}{c}$, dont les premiers termes sont

$$m = rV\frac{c}{c+1}\left[1 + \frac{1}{c^4}\left(1 - \frac{1}{c} + \frac{2}{c^2} - \frac{3}{c^3} + \frac{5}{c^4} \cdots\right)\right],$$
$$f = \frac{V^2}{(c+1)^2}\left[1 - \frac{2}{c^3}\left(2 - \frac{1}{c} + \frac{4}{c^2} - \frac{7}{c^3} + \frac{11}{c^4} - \cdots\right)\right],$$
$$f = \frac{m^2}{d^2}\left[1 - \frac{2}{c^3}\left(2 - \frac{3}{c^2} - \frac{5}{c^3} + \frac{4}{c^4} - \cdots\right)\right].$$

Le terme principal dans chacune de ces expressions représente la valeur que l'on aurait trouvée en supposant que l'action extérieure de chaque sphère est la même que si sa masse électrique était concentrée en son centre.

On remarquera, en particulier, que, pour la valeur de la force en fonction des masses, la formule simple employée par Coulomb ne comporte pas une erreur relative de 0,02 quand on fait seulement $c = 6$, c'est-à-dire quand la distance des centres est triple du diamètre des sphères.

DURÉE D'OSCILLATION D'UN SYSTÈME MAGNÉTIQUE MUNI DE SON INDEX;

PAR M. BRILLOUIN.

1. Lorsqu'on emploie, dans les magnétomètres ou les galvanomètres, des aiguilles aimantées mobiles, on les munit, pour la lecture des déviations, soit d'un index, soit d'un miroir; on y joint

même un étrier lorsque l'on doit pouvoir retourner l'aimant comme dans un déclinomètre absolu. Dans l'étude de la durée d'oscillation, l'influence du moment d'inertie des pièces accessoires n'est nullement négligeable. La dimension de certaines d'entre elles, du miroir ou de l'index, par exemple, est déterminée par la précision des lectures que l'on veut faire.

Ce que je veux examiner, c'est l'influence de ces pièces sur la durée de l'oscillation de l'aimant. Soient I_0 le moment d'inertie de ces pièces mobiles, aussi réduit que possible, et I_1 celui de l'aimant, dont le moment magnétique est M. Sous l'influence de la composante horizontale du magnétisme terrestre, la période d'oscillation est

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I_1 + I_0}{MH}}.$$

Examinons de quelle manière elle dépend du choix de l'aimant, dans diverses hypothèses.

2. On a choisi par des essais préalables la forme d'aimant la plus avantageuse ; on cherche seulement l'influence de la grandeur absolue d'aimants de formes semblables. On a dans ce cas

$$I_1 = al^5,$$

et par la loi de Coulomb

$$M = bl^3.$$

La durée T est susceptible d'un minimum, qui a lieu lorsque

$$al^2 + \frac{I_0}{l^3}$$

est minimum. Le produit $(al^2)^3\left(\frac{I_0}{l^3}\right)^2$ étant constant, le minimum a lieu quand on a

$$2al^2 = \frac{3I_0}{l^3} \quad \text{ou} \quad 2I_1 = 3I_0,$$

c'est-à-dire quand le moment d'inertie de l'aimant seul est une fois et demie celui du support et de l'index, et la valeur de la durée minimum est

$$T_m = 2\pi\sqrt{\frac{5al^5}{3bl^3}} = 2\pi l\sqrt{\frac{5a}{3b}}.$$

La forme la plus avantageuse à ce point de vue est celle qui donne la plus petite valeur au rapport $\frac{b}{a}$.

Si l'on compare entre eux deux systèmes dans lesquels l'aimant et l'index sont semblables, l, l' désignant des longueurs correspondantes, les durées minima de ces deux systèmes T_m, T'_m sont proportionnelles à ces longueurs

$$\frac{T_m}{l} = \frac{T'_m}{l'}.$$

Or, pour le même mode de lecture des angles, la précision des lectures est proportionnelle aux dimensions linéaires, longueur de l'index, diamètre du miroir, etc. : on pourra donc rendre la durée d'oscillation d'autant plus rapide qu'on tiendra moins à la précision.

3. Si l'on peut rendre l'aimant solidaire du système indicateur, celui-ci peut acquérir une extrême légèreté. Dans ce cas, l'expérience a montré qu'il y a avantage à multiplier les aiguilles identiques, au lieu de n'en employer qu'une seule de dimension variable.

Soit n le nombre des aiguilles qu'on suppose toutes placées de la même manière par rapport à l'axe de rotation ; on aura

$$I_1 = A_n,$$
$$M = B_n,$$
$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I_0 + A_n}{B_n}} = 2\pi\sqrt{\frac{\frac{I_0}{n} + A}{B}}.$$

T est d'autant plus petit que n est plus grand, tant qu'on peut placer le milieu de toutes les aiguilles sur l'axe; sa limite est la durée relative à une seule aiguille sans index. Cette durée dépend de la forme et des dimensions absolues de l'aiguille. Pour une même forme, on a

$$A = al^5,$$
$$B = bl^3,$$

et le temps limite $2\pi l\sqrt{\frac{a}{b}}$ peut être rendu aussi petit que l'on voudra, en prenant des aiguilles suffisamment petites.

Comme on ne peut pas accroître sans limites le nombre des aiguilles, ici encore il importe de choisir la forme qui donne le plus petit rapport $\frac{a}{b}$.

4. L'emploi d'un système astatique conduit aux mêmes résultats. Désignons par I_1, I_2, M_1, M_2 les moments d'inertie et les moments magnétiques des deux aimants ou des deux groupes d'aimants, et soit m le moment magnétique résultant des deux aimants; on peut admettre, sans s'écarter beaucoup de la vérité, que le rapport $\frac{m}{M_1 + M_2}$ ne peut pas descendre au-dessous d'une certaine valeur μ, 0,01 ou 0,001 par exemple, quel que soit le soin qu'on y mette, et que cette limite μ ne dépend pas de la valeur absolue des moments magnétiques. La durée d'oscillation est alors

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I_0 + I_1 + I_2}{\mu(M_1 + M_2)H}}.$$

On arrivera aux mêmes conclusions que dans les deux cas correspondants déjà traités : pour deux aimants,

$$T_m = \frac{1}{\sqrt{\mu}}\, 2\pi n\sqrt{\frac{5}{3}\,\frac{a_1 + a_2}{b_1 + b_2}};$$

pour deux groupes d'aimants, T peut être rendu aussi petit que l'on veut, en multipliant le nombre des aimants.

5. Quel que soit le cas que l'on examine, le choix de l'aimant est fort important. Pour une nature d'acier et une trempe déterminées, il est évident que les formes les meilleures sont celles qui donnent une intensité d'aimantation constante en grandeur et en direction dans tout l'intérieur de l'acier, c'est-à-dire les ellipsoïdes. C'est une forme difficile à réaliser : aussi leur préfère-t-on des formes géométriques plus simples, le parallélépipède rectangle, ou le losange. Ce dernier semble un peu plus avantageux, d'après les travaux de Coulomb, mais cela peut tenir aux dimensions particulières, et il est probable que ces deux formes s'écartent à peu près également du maximum, l'ellipsoïde se trouvant entre les deux. On s'en rapprocherait probablement davantage en prenant

un losange dont la grande diagonale serait double de la longueur qu'on veut conserver à l'aiguille, et le coupant de longueur soit par deux parallèles à la petite diagonale, ou mieux par deux cercles raccordés aux côtés du losange.

Quoi qu'il en soit, une fois la forme géométrique de l'aiguille choisie, il reste à déterminer le meilleur rapport de la longueur à la largeur et à l'épaisseur.

Le choix de ce rapport dépend de la nature de l'aimant. Il importe que sous une forme très courte l'aimant puisse atteindre un grand moment magnétique. Il faut que l'intensité maximum d'aimantation permanente de cet acier soit très grande, et que sa susceptibilité magnétique soit très faible, pour que l'aimantation induite par l'aimantation rigide soit petite. Cela correspond à une faible valeur de ce que M. Jamin nomme la *conductibilité magnétique,* c'est-à-dire à une trempe assez forte. Il semble probable qu'à chaque acier correspondra une trempe moyenne plus favorable que toute autre; quelques essais permettront de la déterminer dans chaque cas particulier.

EXPÉRIENCES ÉLECTRODYNAMIQUES ET ÉLECTROMAGNÉTIQUES;

PAR M. IZARN.

Personne n'ignore les objections auxquelles est sujette l'expérience classique d'Ampère relative à la répulsion de deux parties consécutives d'un même courant rectiligne. Je veux prouver qu'elle démontre bien le fait en question, qu'elle peut, en outre, servir de point de départ à des expériences très faciles à réussir, en s'y prenant comme je vais l'indiquer.

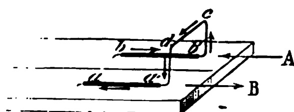
La condition capitale est que la surface du mercure soit très nette; mais, quelque brillante qu'elle paraisse, il est de toute nécessité que le liquide n'ait pas été versé dans la cuve depuis plus de quelques minutes. Après ce temps, elle est probablement recouverte d'une couche invisible d'oxyde, capable de modifier la tension superficielle au point de rendre tout mouvement impossible, même sous l'action de courants très énergiques. Aussitôt qu'on s'aperçoit qu'il en est ainsi, il n'y a qu'à vider le mercure dans un

entonnoir fermé en bas par un tube de caoutchouc et une pince de Mohr et à remplir de nouveau la cuve le plus rapidement possible. Grâce à cette simple précaution, un courant faible comme celui que fournit un élément bouteille ordinaire à bichromate suffit amplement.

J'emploie, comme équipage, un fil de cuivre recourbé dont les extrémités *a* et *b* sont très finement aiguisées et à peine recourbées; les portions flottantes *aa'*, *bb'* ont été introduites à frottement dans des fragments de paille de blé, aussi minces que possible, qui isolent et sont en même temps parfaitement glissants.

Le courant entre par A, sort par B, et l'on observe une répulsion vive qui *a priori* peut aussi bien être attribuée à la cause qu'indique Ampère qu'à l'action sur les parties verticales *a'd*, *cb'*, ou sur la partie horizontale *cd*. Mais on peut remarquer que, si l'on

Fig. 1.



retourne l'équipage (*fig.* 1), ces dernières actions ont conservé le même sens, c'est-à-dire tendent, comme tout à l'heure, à repousser l'équipage vers la gauche du tableau, tandis que les deux parties flottantes doivent, au contraire, être attirées à droite. Or, si l'on fait l'expérience, on s'aperçoit qu'avec des courants médiocrement forts c'est ce qui arrive en effet, mais qu'avec un certain sens du courant fixe cette attraction est beaucoup plus marquée qu'avec le sens contraire, et même que, si le courant est très faible, il peut y avoir attraction pour un sens et répulsion pour l'autre.

C'est qu'il existe une autre action, celle de la Terre, qui vient compliquer le phénomène.

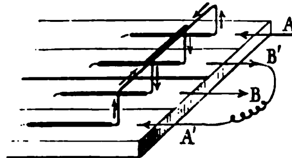
Supposons que la longueur de la cuve à double rigole soit orientée dans le méridien magnétique; alors la portion *cd* de l'équipage est parallèle au courant terrestre, et, dans le cas de la *fig.* 1, le courant qui la parcourt est de même sens que lui : il y a

une attraction qui s'ajoute à celle dont il a été parlé, tandis que avec un courant inverse, c'est par répulsion que la Terre agit, et cet effet peut devenir prédominant.

D'ailleurs, il est aisé de voir que pour toutes les autres parties du fil l'équipage est astatique.

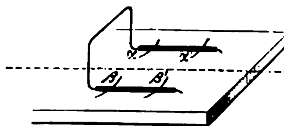
Pour rendre le flotteur *entièrement* astatique, il suffit de prendre deux équipages identiques, de les relier ensemble au moyen d'une paille rigide et de les disposer côte à côte sur deux cuves parallèles accouplées (*fig.* 2). Ici, l'attraction prévue a toujours

Fig. 2.



lieu de la même manière. Quand on reproduit l'expérience classique, il est d'ailleurs aisé de s'apercevoir qu'avec un certain sens de courant la répulsion est bien plus accentuée qu'avec le sens contraire. On voit donc qu'il y a avantage à choisir le premier et aussi à placer la longueur de la cuve, soit parallèlement, soit perpendiculairement à l'équateur magnétique. S'il n'en est pas ainsi, l'action de la Terre pousse l'équipage sur les bords, et alors l'action capillaire l'entraîne brusquement de façon à tout masquer. Si l'on veut, dans tous les cas, éviter ce dernier inconvénient et avoir un mouvement bien régulier, même sur une cuve très longue, il est indispensable de guider le flotteur. J'y arrive très simple-

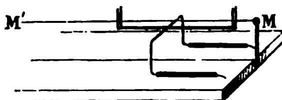
Fig. 3.



ment (*fig.* 3) en collant sur les deux gaines en paille quatre petits crins très flexibles $\alpha, \alpha', \beta, \beta'$ qui frottent légèrement sur la cloison médiane et empêchent tout mouvement latéral. Un moyen préfé-

rable, mais un peu plus délicat, consiste (*fig.* 4) à mastiquer au milieu de la portion horizontale *cd*, et perpendiculairement à sa direction, une autre paille terminée à chacune de ses extrémités par

Fig. 4.



un petit *u* très resserré en fil de verre ou d'aluminium. Un long fil métallique, fin et bien poli, tendu entre deux bornes M et M' portées par les bords de la cuve s'engage entre les branches de ces *u* et guide le tout sans qu'il y ait de frottement sensible.

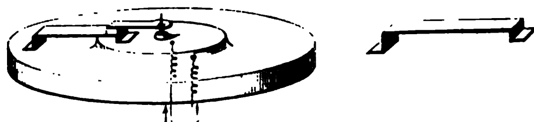
Cette dernière disposition est indispensable pour bien réussir l'expérience dans le cas du double équipage astatique.

Des flotteurs analogues aux précédents peuvent remplacer dans les cours les appareils beaucoup plus coûteux qu'on emploie d'ordinaire pour montrer les diverses actions électromagnétiques et électrodynamiques. Par exemple, l'équipage astatique de la *fig.* 2 servira pour l'étude des courants parallèles, mais l'équipage ordinaire de la *fig.* 1 pourra suffire; une fois que la terre l'a porté contre la paroi de la cuve (munie d'un petit rebord en papier pour empêcher l'adhérence capillaire), on l'attire ou on le repousse en plaçant un côté d'un cadre multiplicateur parallèlement à la portion *cd*. Il est encore plus simple de prendre pour équipage une petite bande de tôle mince comme celle qui sert à faire les plaques de téléphone; celle-ci, repliée comme l'indique la *fig.* 5, suffira pour montrer l'action de la Terre en le plaçant soit parallèlement, soit perpendiculairement à l'équateur magnétique. Au besoin, on emploiera une simple aiguille à coudre posée sur le mercure perpendiculairement à la cloison, en profitant de l'action capillaire qui permet d'élever les niveaux au-dessus des bords.

L'équipage de la *fig.* 5 servira encore à montrer la rotation par la Terre ou par un courant circulaire, si on lui adapte une queue faite d'un morceau de carte embrochée par une tige de verre fixe plantée au centre d'une cuve en bois à deux rigoles concentriques,

communiquant respectivement avec les pôles de la pile. Cet appareil servira aussi pour l'action des courants angulaires, si l'on

Fig. 5.



empêche, au moyen d'un arrêt, l'action de la Terre de s'exercer efficacement.

J'ai à peine besoin de faire remarquer que les mêmes instruments pourront être employés pour montrer les actions des aimants sur les courants : rotation, translation, orientation, etc.

ACTIONS DE DEUX PORTIONS CONSÉCUTIVES D'UN MÊME COURANT;

PAR M. A. BUGUET.

L'appareil à double rigole circulaire, que j'ai décrit précédemment ([1]), permet de répondre aux objections que comporte l'expérience d'Ampère.

Nous distinguerons dans l'équipage : les deux branches principales reposant sur le mercure, et une partie accessoire formée d'une branche horizontale et de deux verticales.

Il est soumis dans toutes ses parties :

1° A l'action du courant circulant dans les rigoles; 2° à l'action de la Terre.

I. *a. Action de la Terre.* — Les branches principales étant dirigées vers les rhéophores, comme dans l'expérience décrite à l'article cité, l'équipage prend une rotation droite (dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre) et continue. Le sens de la rotation est le même, et la continuité persiste, quel que soit le sens du courant, qu'on peut renverser par un commutateur indépendant de l'appareil. Donc la Terre n'est pas la cause de ce

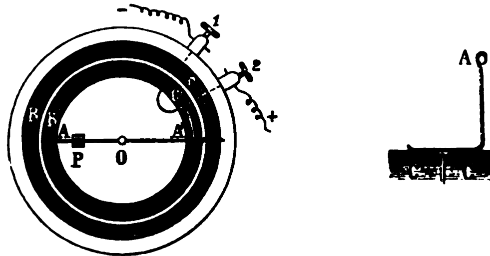
([1]) *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 462; 1883.

mouvement, puisque l'équipage prend successivement toutes les positions par rapport à elle, lorsque le courant marche dans un sens ou dans l'autre.

b. Action des rigoles. — Faisons passer maintenant les rhéophores de l'autre côté des cloisons isolantes C, C. Les branches principales étant isolées du mercure, sauf à leurs extrémités, le courant devra les parcourir en sens inverse de celui qu'il aura dans les rigoles.

D'après le raisonnement d'Ampère, les rigoles devront attirer ces branches principales, tandis qu'elles repoussent toujours les parties accessoires.

La rotation aura encore lieu dans le même sens que tout à



l'heure, quel que soit celui du courant, c'est-à-dire dans le sens de l'attraction.

Or, l'action sur les branches principales n'a fait que changer de sens en gardant la même grandeur, tandis que l'action opposée sur les parties accessoires a augmenté, car on voit que la distance du courant des rigoles à ces parties a diminué de toute la longueur des branches principales.

Il est clair qu'en réduisant convenablement celles-ci on arrive à un équipage qui ne cède plus qu'à l'action de la Terre.

II. Il suffira d'enlever les cloisons isolantes pour faire intervenir à la fois attraction et répulsion, et pour nous rendre mieux compte de l'action de la Terre et de l'importance des branches principales.

a. Orientation. — Réduisons l'équipage à la partie accessoire.

Si la Terre était sans action, l'équipage s'établirait à l'autre bout du diamètre de l'appareil qui comprend les rhéophores.

Si la Terre agissait seule, l'équipage s'orienterait, à l'est ou à l'ouest du méridien magnétique, suivant que le courant serait centrifuge ou centripète dans la partie horizontale, et dans une position qui dépendrait des longueurs relatives des branches horizontales et verticales.

Faisons l'expérience en plaçant dans le méridien magnétique le diamètre où viennent les rhéophores, ceux-ci étant au nord de l'axe de rotation.

Nous verrons l'équipage s'orienter, comme nous l'avons dit, sous l'action de la Terre, mais se rapprocher d'autant plus du midi que le courant sera plus fort.

Celui-ci s'est bifurqué en arrivant aux rigoles; une partie passe à droite, l'autre à gauche.

b. Rotation. — Ajoutons maintenant à l'équipage ces branches que nous avons appelées *principales*.

Si courtes qu'elles soient, repoussées par les rigoles d'un côté, attirées de l'autre, elles imprimeront toujours, dans le sens de cette double action, un déplacement considérable à la position d'équilibre de l'équipage.

Dès qu'elles seront assez longues, elles imprimeront à l'équipage un mouvement bien plus rapide que les précédents, attendu que les actions des deux courants bifurqués s'ajoutent sur les branches principales, se retranchent sur les branches accessoires.

Il est important de remarquer que, lorsqu'on augmente l'intensité du courant, l'action de la Terre sur l'équipage croît beaucoup moins vite que celle des rigoles, de sorte que dans toutes ces expériences, si les parties accessoires sont relativement grandes, des courants faibles donneront seulement des équilibres. On pourra obtenir des rotations continues avec des courants plus intenses; mais ceux-ci n'auront jamais besoin de l'être beaucoup, grâce à l'extrême mobilité des équipages sur le mercure, récemment filtré à la manière ordinaire.

H. HAMMERL. — Studien über das Kupfervoltameter (Étude du voltamètre à cuivre); *Sitzungsberichte der Kaiserlichen Academie der Wissenschaften,* t. LXXXVIII, Ire Partie, juin 1883.

1. Pour des densités de courant de plus en plus grandes, on sait que le dépôt de cuivre, d'abord lisse, devient mamelonné, puis peu cohérent et se mélange d'hydrure de cuivre. La solution s'appauvrit au voisinage de l'électrode négative et il en résulte des phénomènes de polarisation qui font baisser l'intensité du courant. L'auteur s'est proposé de déterminer pour quelles densités de courant ces changements prennent assez d'importance pour altérer les mesures d'intensité de courant au moyen du poids de cuivre précipité.

2. Un circuit contient une pile de 6 à 10 bunsens, une boussole des tangentes et deux voltamètres à cuivre, dont un reste invariable dans une série d'observations. Le sulfate de cuivre a été soigneusement débarrassé de fer et employé en solution neutre saturée à 18°. On a comparé des électrodes de platine, primitivement nues, à d'autres électrodes recouvertes avant l'expérience d'une couche de cuivre galvanique pour rendre les deux pesées comparables. Au sortir de la solution, les électrodes sont lavées à l'eau distillée, séchées au papier filtre, puis portées sous la cloche d'une machine pneumatique où l'on fait rentrer de l'air un grand nombre de fois. Les résultats sont identiques à $\frac{1}{5000}$ près, quand on sèche avec soin.

3. On a cherché à combattre la polarisation qui résulte de l'appauvrissement de la liqueur près de l'électrode négative, soit en agitant mécaniquement le liquide, soit en le chauffant.

L'agitation mécanique n'est qu'un palliatif insuffisant; l'échauffement provoque une oxydation très rapide du dépôt, qui peut même, vers 80°, atteindre les couches profondes de l'électrode.

4. Pour des intensités totales inférieures à 9 ampères, on évite toute polarisation dans un voltamètre dont les électrodes sont des plaques parallèles vernies d'un côté, distantes de $2^{cm},6$, et dont la surface nue est de 160^{cq}. C'est ce qu'on reconnaît par la constance

de la déviation de la boussole et par l'identité des poids déposés dans deux voltamètres identiques.

En changeant la hauteur de liquide contenue dans l'un des vases, on peut changer d'une manière connue la densité du courant; on a soin de maintenir la même intensité initiale de courant dans chaque série d'expériences, au moyen d'un rhéostat.

Pour des densités de courant inférieures à 8 ampères par décimètre carré, les poids déposés dans les deux voltamètres sont égaux, malgré la différence de densité des courants, et le courant n'a pas varié en cinq minutes. Pour de plus fortes densités (l'auteur a pu aller jusqu'à $20^{amp},4$ par décimètre carré), le poids déposé est d'autant moindre que la densité est plus forte, et les différences deviennent énormes. La densité limite est restée sensiblement la même, quelle que soit l'intensité du courant (de 1 à 7 ampères).

5. Le dépôt ne se fait pas uniformément : il se porte surtout aux angles et sur les côtés; cela correspond à une inégale répartition des densités de courant, qui doit abaisser la limite de densité *moyenne* utilisable, d'autant plus que la longueur des côtés est plus développée; pour deux voltamètres où les électrodes ont même surface, mais dont l'une a $0^{m},18$ de côté et l'autre $0^{m},23$, le dépôt dans ce dernier devient trop faible pour une densité moyenne de 6 ampères par décimètre carré environ; il est encore exact dans le premier pour 8 ampères par décimètre carré.

6. On rapproche les électrodes, la masse de liquide interposée diminue, et la polarisation en est d'autant plus rapide. Elle peut être atteinte dès 4 ampères par décimètre carré lorsque la distance est $0^{cm},35$.

En résumé, il ne faut pas chauffer le liquide, sous peine d'oxyder notablement le dépôt, dès 40° C. Les plaques doivent être à peu près rectangulaires (ou mieux circulaires), parallèles entre elles, vernies au dos. Si leur écart ne descend pas au-dessous de $1^{cm},5$, la densité du courant qu'il ne faut pas dépasser pour que les mesures restent exactes est d'environ 7 ampères par décimètre carré.

Le Mémoire contient de nombreux tableaux d'observation.

M. Brillouin.

B. HECHT. — **Ueber die Bestimmung des Axenverhältnisses der bei der elliptischen Polarisation im Quartz auftretenden Bahnellipsen (Sur la double réfraction elliptique du quartz); *Wied. Ann.*, t. XX, p. 426; 1883.**

D'après Airy, une vibration rectiligne, s'effectuant soit dans le plan de la section principale, soit dans le plan perpendiculaire, et se propageant dans une direction peu inclinée sur l'axe, se dédouble en deux vibrations elliptiques semblables à grands axes rectangulaires, de sens inverses, se propageant avec des vitesses différentes. On sait que M. Jamin (¹), en se plaçant dans l'un ou dans l'autre de ces deux cas et en analysant, par sa méthode, la vibration elliptique émergente, avait obtenu des résultats concordant avec ceux de la théorie de Cauchy.

L'auteur discute tout d'abord les causes d'erreur qui peuvent provenir d'un défaut de réglage, soit des deux lames du compensateur l'une par rapport à l'autre, soit du compensateur par rapport au plan de section principale du quartz étudié, soit enfin de l'orientation du polariseur. Il montre que ces trois causes d'erreur peuvent avoir, dans les conditions où se plaçait M. Jamin, une influence considérable. Pour les faire disparaître, il polarise la lumière incidente à 45° du plan de section principale et, pour éviter toute correction, fait usage de lames de quartz à faces parallèles, diversement orientées par rapport à l'axe optique. Par suite même de cette dernière condition, l'auteur n'a fait que deux mesures qui l'ont conduit aux nombres suivants :

$$r = 2^\circ 22',4, \quad k = 0,75, \quad d = -0,1224,$$
$$r = 7^\circ 11',4, \quad k = 0,24, \quad d = -0,2750.$$

Ces résultats ne concordent ni avec les formules de Cauchy, ni avec celles de Lommel ou de von Lang. J. MACÉ DE LÉPINAY.

E. LOMMEL. — Das Gesetz der Rotationsdispersion (La loi de la dispersion rotatoire); *Wied. Ann.*, t. XX, p. 578; 1883.

L'auteur retrouve par la théorie la loi énoncée par M. Cornu :

Le dédoublement d'une onde polarisée rectilignement en deux

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. XXX, p. 55; 1850.

ondes polarisées circulairement en sens inverse s'effectue de manière que la moyenne des vitesses de propagation des ondes dédoublées soit égale à la vitesse de propagation de l'onde unique qui existe dans les conditions où les causes du dédoublement n'agissent pas ([1]).

Il est conduit de plus à représenter, *dans tous les cas,* la différence de marche des deux rayons par la formule approximative

(1) $$\Delta = \frac{a(n^2-1)^2}{\lambda^2},$$

qui peut s'écrire, en tenant compte de la formule de dispersion donnée par lui,

(2) $$\Delta = \frac{a}{\lambda^2\left(1-\frac{\lambda_0^2}{\lambda^2}\right)^2}.$$

On trouve enfin, avec un degré d'approximation plus grand,

(3) $$\Delta = \frac{a(n^2-1)^2}{n\lambda^2\left[1-b\frac{(n^2-1)^2(n^2-1)}{n^2\lambda^2}\right]}.$$

La formule (2), appliquée à la térébenthine, à l'essence de citron, au sucre, est parfaitement vérifiée. Il en est de même dans le cas de la polarisation rotatoire magnétique pour le sulfure de carbone et la créosote (nombres de Verdet). Par contre, les formules (1) ou (2) appliquées au quartz, en s'appuyant sur les nombres récemment obtenus par Soret et Sarazin ([2]), conduisent à des divergences notables entre le calcul et l'observation, divergences qui varient régulièrement avec la longueur d'onde.

J. Macé de Lépinay.

E. FRANKLAND. — Contributions to the chemistry of storage batteries (Contributions à la chimie des accumulateurs); *Proceedings of the Royal Society,* vol. XXXV, p. 67; 1883.

Deux spirales de plomb formant un accumulateur furent chargées jusqu'au maximum; puis, introduites séparément dans des réci-

---

([1]) *Journal de Physique,* 2e série, t. I, p. 157; 1882.
([2]) *Archives de Genève,* t. VIII, p. 5, 97, 201; 1882.

pients, permirent de faire le vide et d'extraire les gaz. La lame négative fut chauffée jusqu'à la fusion du plomb et la lame positive recouverte de peroxyde de plomb, un peu au-dessous de la température où ce corps se décompose. On n'en retire que des traces très faibles des gaz oxygène et hydrogène. La charge n'est donc pas due à la condensation de ces gaz dans les lames.

Quand un accumulateur vient d'être monté, on observe que pendant les dix ou douze premiers jours l'acide sulfurique disparaît peu à peu. Il y a formation de sulfate de plomb qui s'effleurit en partie à la surface des lames. Après cette période l'absorption d'acide cesse; on observe alors que la proportion d'acide libre croît pendant la charge et décroît pendant la décharge de l'accumulateur.

Pour interpréter ces faits, M. Frankland admet :

1° Que, pendant la charge comme pendant la décharge, il y a décomposition de l'eau en ses éléments, l'anhydride sulfurique reprenant constamment de l'eau nouvelle, ce qui n'altère en rien le titre de la liqueur acide;

2° Que pendant la charge l'oxygène dégagé sur la lame positive décompose le sulfate de plomb pour former du bioxyde PbO^2, qu'on retrouve à la fin, et de l'acide sulfurique qui augmente l'acidité du liquide. En même temps l'hydrogène dégagé sur la lame négative décomposerait aussi le sulfate de plomb, pour former encore de l'acide sulfurique et du plomb métallique poreux;

3° Que, pendant la décharge, l'hydrogène rencontre sur la lame primitivement positive le bioxyde de plomb, en présence duquel il forme de l'eau et du protoxyde de plomb capable de reproduire du sulfate par l'absorption d'acide sulfurique. L'oxygène produit rencontrerait en même temps sur l'ancienne lame négative le plomb métallique, avec lequel il formerait aussi de l'oxyde et par suite du sulfate de plomb.

Dans cette théorie, la charge de l'accumulateur consisterait en une décomposition plus ou moins complète du sulfate de plomb primitivement formé, et, en observant la densité de l'eau acidulée et par suite sa concentration, on pourrait avoir à tout instant une mesure des progrès de la charge ou de la décharge.

G. FOUSSEREAU.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE.

Vol. XXV (1883, 1er semestre).

A. GRAHAM BELL. — Balance d'induction pour découvrir des masses métalliques dans le corps humain, p. 22.

Dans ce Mémoire très développé, M. A. Graham Bell décrit de la manière la plus complète toutes les tentatives qu'il a faites pour appliquer la balance d'induction à indiquer la présence et la position dans le corps humain de masses métalliques; on se souvient que le but de ces recherches était de déterminer la position de la balle qui avait frappé le Président Garfield. Les instruments construits alors à la hâte ne donnèrent pas de bons résultats; mais, depuis, M. Bell a fini par réussir, bien que le plomb soit, de tous les métaux, celui qui produise le moins d'effet sur la balance d'induction.

R.-S. WOODWARD, E.-S. WHEELER, A.-R. FLINT et W. VOIGT. — Expériences pour déterminer les variations de longueur de certaines règles, p. 448.

Les auteurs opèrent sur des règles de 1^m de longueur et de diverses substances : acier, zinc, verre, cuivre, laiton ; on en mesure d'abord la longueur à zéro, puis on les chauffe à 100°, on revient à zéro et l'on fait une deuxième mesure; enfin, on les refroidit vers -20° et on les mesure une troisième fois quand elles sont revenues à 0°. Les règles d'acier, de cuivre et de laiton ont toujours eu à 0° la même longueur, après ces diverses opérations; la règle de verre s'est légèrement allongée après avoir été portée à 100°, mais beaucoup moins qu'on n'aurait pu le prévoir d'après les valeurs ordinaires du déplacement du zéro dans les thermomètres. Quant à la lame de zinc, une exposition à 98° l'a allongée de $0^{mm},139$ par mètre, et cet allongement était encore de $0^{mm},090$ après un séjour de quatre jours dans la glace fondante. Le zinc ne doit donc pas être employé, non seulement pour faire des étalons de longueur, mais même dans la construction des thermomètres métalliques.

Vol. XXVI (1883, 2e semestre).

J.-A. COOKE. — Méthode simple pour corriger de la poussée de l'atmosphère le poids d'un corps dont le volume n'est pas connu, p. 38.

Cette méthode est avantageuse seulement dans le cas où l'on a à peser fréquemment le même corps, comme des tubes d'absorption dans les analyses chimiques. Elle consiste simplement à déterminer, une fois pour toutes, la variation du poids apparent du tube dans deux conditions atmosphériques aussi différentes que possible; on calcule ensuite aisément la correction pour chaque expérience nouvelle faite avec le même corps.

G.-A. LIEBIG. — Variation de la chaleur spécifique de l'eau, p. 57.

Dans ses recherches sur l'équivalent mécanique de la chaleur, M. Rowland a montré que la chaleur spécifique de l'eau diminue d'abord depuis 0° jusqu'à 30° environ, pour croître ensuite. M. Neesen a trouvé un résultat analogue au point de vue de la marche du phénomène, mais des valeurs absolues un peu différentes. A la suggestion de M. Rowland, M. Liebig a repris cette étude en employant la méthode des mélanges avec toutes les précautions nécessaires. Les résultats sont très voisins de ceux que M. Rowland avait obtenus directement, mais diffèrent d'une manière notable de ceux que l'on peut calculer par l'équivalent mécanique de la chaleur; quoi qu'il en soit, ces dernières expériences montrent encore l'existence d'un minimum de chaleur spécifique pour une température comprise entre 20° et 30°.

H.-A. ROWLAND. — Réseaux concaves pour les recherches d'optique, p. 87. A propos du Mémoire de M. Glazebrook sur l'aberration des réseaux concaves, p. 214.

M. H.-A. Rowland donne la théorie des réseaux concaves sur métal qu'il a construits d'une manière si remarquable (1). Le der-

---

(1) *Voir*, à ce propos, un article de M. Mascart (*Journal de Physique*, t. II, 1883, p. 5).

nier réseau qu'il a obtenu permet d'obtenir des photographies qui montrent entre H et K cent cinquante raies, dont plusieurs sont à distance l'une de l'autre de $\frac{1}{80000}$ de la longueur d'onde. L'observation directe permet d'aller beaucoup plus loin encore, et rien ne semble faire présumer que l'on approche de la limite du pouvoir de ces réseaux; les raies paraissent aussi nettes et aussi étroites qu'avec de faibles grossissements. Dans sa deuxième Note, M. Rowland discute une Note de M. Glazebrook qui a paru dans le *Philosophical Magazine*, sur l'aberration dans les réseaux concaves ([1]). Il montre que les conclusions de M. Glazebrook ne peuvent s'appliquer aux réseaux qu'il a étudiés lui-même, car M. Glazebrook suppose que les traits sont équidistants sur l'arc de cercle, tandis que, dans les réseaux de M. Rowland, ce sont les distances comptées sur la corde de l'arc qui sont égales.

ARNOLD GUYOT. — Sur l'existence d'une zone de sécheresse dans les deux hémisphères, et sa cause, p. 161.

On sait qu'il existe à une certaine distance de l'équateur, de part et d'autre, deux zones où la sécheresse est grande et le long desquelles sont situés les principaux déserts du globe. M. A. Guyot explique l'origine de ces zones de sécheresse de la manière suivante. L'air ascendant à l'équateur redescend vers le 30e degré de latitude et se sépare alors en deux courants, l'un qui se dirige vers le nord-est, l'autre vers le sud-ouest (alizés de nord-est); le premier courant gagnant des latitudes plus élevées se refroidit et donne naissance à de la pluie, ce qui ne peut se produire pour le deuxième courant, qui s'échauffe à mesure qu'il se rapproche de l'équateur : de là, une zone sèche des deux côtés de l'équateur dans la région des alizés de nord-est (hémisphère nord) et de sud-est (hémisphère sud). Cette zone sèche peut être interrompue là où des causes géographiques interrompent le régime général des vents et lui substituent un régime local (moussons).

([1]) *Voir* p. 152 de ce volume.

B.-O. PEIRCE. — Sensibilité de l'œil pour de légères différences de couleur, p. 299.

Un collimateur séparé en deux par une cloison horizontale dans le sens de la longueur porte deux fentes égales; la fente inférieure est fixe, la fente supérieure mobile. Les rayons lumineux, après avoir passé par le collimateur, tombent sur un réseau, puis dans une lunette dont l'oculaire porte aussi une fente; le haut de cette fente reçoit donc la lumière de la fente mobile du collimateur, et le bas, la lumière de la fente fixe; quand ces deux fentes sont dans le prolongement l'une de l'autre, les deux moitiés du champ de la lunette présentent la même couleur; il n'en est plus de même si l'on déplace la fente mobile du collimateur : on évalue alors quelles positions extrêmes peut occuper cette fente pour que l'observateur placé à la lunette cesse de voir les deux moitiés du champ de la même couleur.

Les observations ont été répétées sur plusieurs personnes et ont été assez concordantes; l'œil a montré la plus grande sensibilité pour la région voisine de la raie D; il peut alors distinguer deux couleurs, dont les longueurs d'onde diffèrent d'un peu plus de $0^{mm},0000001$. La sensibilité décroît vers les deux extrémités du spectre, mais non d'une manière régulière; il y a, outre le maximum que nous venons de signaler, deux autres maxima relatifs, l'un vers la raie rouge du lithium, l'autre vers la raie F.

C.-E. FRITTS. — Sur une nouvelle forme d'élément au sélénium et sur quelques découvertes électriques faites par son moyen, p. 465.

L'auteur a imaginé une nouvelle forme d'éléments au sélénium, dont la résistance peut être rendue très faible; quelques-uns de ces éléments n'avaient que 9 ohms de résistance, mais, en général, cette résistance était comprise entre 500 ohms et 5000 ohms. Jusqu'à ce jour, on peut dire que, dans de bons éléments au sélénium, l'augmentation de résistance, quand on passe de la lumière à l'obscurité, n'excédait pas 50 pour 100, et l'on citait comme tout à fait remarquable un élément construit par M. Werner Siemens, dont la résistance dans l'obscurité était quinze fois plus grande

qu'à la lumière du Soleil. M. Fritts a construit un grand nombre d'éléments où la valeur de ce rapport dépasse 20 ou 30 et atteint même 44. Il a trouvé que les meilleurs métaux à associer au sélénium sont le laiton et le zinc, ou bien le fer ou le cuivre légèrement étamés.

Les études faites sur un grand nombre d'éléments ont conduit aux résultats suivants :

1° La résistance de l'élément au sélénium varie énormément avec la puissance de la pile; en général, la résistance augmente quand la force électromotrice diminue; mais le phénomène inverse peut être quelquefois observé.

2° L'inversion du courant qui traverse un élément au sélénium peut quelquefois en augmenter la résistance dans le rapport de 1 à 10 ou 15. La résistance reprend sa valeur première quand on rétablit le sens primitif du courant.

3° La nature de la pile paraît avoir de l'influence sur la sensibilité de l'élément de sélénium à la lumière; ainsi, un élément dont la résistance varierait de 10100 ohms dans l'obscurité à 5700 ohms à la lumière quand il était traversé par le courant d'un élément Leclanché n'était plus sensible à la lumière quand il était traversé par le courant de 12 à 96 éléments au bichromate. Ce résultat nous semble assez extraordinaire pour mériter d'être vérifié par de nouvelles recherches.

4° Tantôt l'effet de courants intermittents est nul, tantôt il accroît considérablement la résistance de l'élément au sélénium, tantôt il la fait baisser presque jusqu'à zéro.

5° Des changements de température assez faibles (de 5° à 25°) peuvent faire varier rapidement de plusieurs centaines ou de plusieurs milliers d'ohms la résistance de certains éléments au sélénium.

ALFRED ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. — Tome I. — Janvier 1884.

A.-L. NORDENSKIOLD. — *Sur les aurores boréales observées pendant l'hivernage de* la Véga *au détroit de Behring* (1878-79), p. 5.

SIGMUND VON WROBLEWSKI et KARL OLZEWSKI. — *Sur la liquéfaction de l'oxygène, de l'azote et de l'oxyde de carbone,* p. 112.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome I, n° 3; 1884.

R. CLAUSIUS. — *Théorie du transport de la force à l'aide des machines dynamo-électriques,* p. 385.

W. v. BESOLD. — *Recherches sur la réfraction des lignes de courant et de force à la surface de séparation de différents milieux,* p. 401.

K. MACK. — *Propriétés pyro-électriques de la boracite,* p. 410.

E. LOMMEL. — *Fluorescence du spath calcaire,* p. 422.

K. WESENDONCK. — *Sur les spectres du fluorure de silicium et de l'hydrogène silicié,* p. 427.

E. KETTELER. — *Sur la dispersion du quartz,* p. 438.

F. MELDE. — *Recherches expérimentales d'acoustique,* p. 452.

P. HOFFMANN. — *Écoulement de l'air à travers des tubes de diverses longueurs,* p. 470.

H. KAYSER. — *Condensation de l'acide carbonique sur des surfaces de vase polies,* p. 495.

M. PLANCK. — *Théorie des veines liquides,* p. 499.

K. VIERORDT. — *Évaluation des intensités sonores du pendule sonore* (Schallpendel), p. 509.

FR. FUCHS. — *Petites recherches acoustiques,* p. 513.

P. VOLKMANN. — *Remarques sur le second Mémoire de M. C. Bohn « Sur les mesures absolues »,* p. 518.

W. VOIGT. — *Le principe de Kirchhoff et la théorie de la réflexion et de la réfraction à la surface de séparation de milieux polarisant circulairement la lumière,* p. 522.

W. VOIGT. — *Réponse à M. E. Ketteler,* p. 534.

E. WIEDEMANN. — *Appareil de Ibn al Haitam pour l'étude de la réfraction,* p. 541.



SUR LES LOIS DES VIBRATIONS TRANSVERSALES DES VERGES ÉLASTIQUES;

PAR M. E. MERCADIER.

Il y a longtemps ([1]), j'ai montré que les lois du mouvement vibratoire des diapasons prismatiques étaient les mêmes que celles du mouvement d'une verge encastrée à une extrémité, et j'ai pu donner une formule pratique permettant de déterminer *a priori* les dimensions à donner à un diapason pour avoir un nombre de vibrations déterminé, et inversement.

Les recherches que j'ai commencées il y a deux ans, sur les récepteurs radiophoniques, et que je reprends aujourd'hui, m'ont conduit à chercher une formule semblable pour des verges élastiques en forme de *lame* circulaire ou rectangulaire allongée.

Voici les résultats obtenus pour ces dernières:

Il s'agit de verges en forme de rectangle allongé, c'est-à-dire dont la longueur est beaucoup plus grande que l'épaisseur et la largeur, et vibrant transversalement dans le sens de l'épaisseur.

Strehlke ([2]) et Lissajous ([3]) ont vérifié les conséquences de la théorie mathématique en ce qui concerne la position des nœuds correspondant aux divers harmoniques de ces lames dans toutes les conditions auxquelles les extrémités sont assujetties.

Quant au nombre de vibrations correspondant aux harmoniques d'une même lame et aux lames de dimensions diverses, depuis la fin du siècle dernier des vérifications expérimentales *partielles* des conséquences de la théorie ont été faites par divers physiciens, de telle sorte que, si l'on pose

$$n = k\frac{e}{l^2},$$

où n représente le nombre des vibrations de la lame, k une constante dépendant de la matière de la lame et du nombre de

([1]) *Journal de Physique*, 1re série, t. V, p. 201, et *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXIX, p. 1001 et 1069.

([2]) *Annales de Poggendorff*, t. XXVII et XXVIII.

([3]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXX.

nœuds qui s'y forment, e l'épaisseur (ou plutôt la dimension suivant laquelle s'effectuent les vibrations), l la longueur, cette formule est considérée comme représentant exactement les lois des vibrations des lames.

Mais, si l'on se propose de faire de cette formule une formule *pratique,* il faut, pour une substance donnée, déterminer la valeur du coefficient k à l'aide d'expériences suivies où l'on fait varier e, l et, par suite, n, de façon à pouvoir prendre une valeur moyenne de k aussi exacte que possible.

Or, ces expériences, si on veut leur donner de la précision, exigent l'enregistrement chronographique des vibrations des lames étudiées, opération qui n'est pas facile quand on emploie pour les produire les moyens ordinaires, le choc ou le frottement d'un archet.

En opérant d'abord sur des lames de substances magnétiques, acier ou fer, je suis parvenu à entretenir électriquement leurs vibrations, par une méthode identique à celle que j'ai indiquée, en 1873, pour l'entretien électrique des vibrations des diapasons.

Lorsqu'une ou les deux extrémités de la lame sont encastrées solidement, on conçoit que cela soit facile; mais cela paraît moins aisé dans le cas que j'avais précisément en vue, celui de lames dont les extrémités devaient être libres, comme dans l'instrument connu sous le nom d'*harmonica;* cependant on y parvient de la manière suivante :

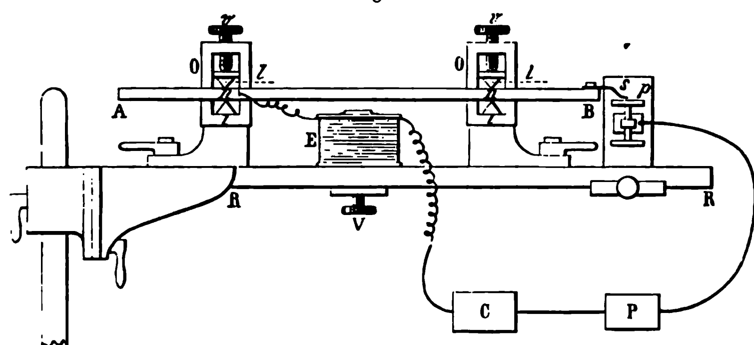
On pose la lame sur deux cordons tendus sur des supports en bois ou en plomb, à peu près au point où la théorie indique qu'il peut se développer deux nœuds, c'est-à-dire vers les 0,22 de la longueur à partir des extrémités, ou mieux on serre légèrement la lame le long des lignes de nœuds n, n (*fig.* 1) entre des prismes de liège l, l, ..., à l'aide de vis v, v, ..., fixées à des supports O, O, mobiles le long d'une règle métallique R, R horizontale.

Un électro-aimant E est placé sur la même règle au-dessous du centre de la lame, dont il peut être plus ou moins rapproché à l'aide d'une vis V; l'un des bouts de son hélice est relié à un point de l'une des lignes formant les nœuds n, l'autre à une plaque de platine p mobile à l'aide d'une vis, *au-dessous* d'un style s fixé à l'une des extrémités de la lame; dans ce circuit sont intercalés : une pile P et, en C, un très petit électro-aimant enregistreur à

armature très légère armée d'un style, et dont la résistance est à peu près égale à celle de l'électro-aimant placé au-dessous de la lame. Le style de l'électro-aimant enregistreur est placé à côté de celui d'un électrodiapason, d'environ 100 vibrations doubles, en face d'un cylindre de chronographe.

Il suffit de mettre en contact, à l'aide de la vis, la plaque de platine avec le style de la lame pour que celle-ci vibre d'une manière continue, ainsi que l'armature de l'électro-aimant convenablement réglée à l'aide d'un ressort de rappel; il est aisé de s'assurer, d'ailleurs, que la lame et l'armature vibrent synchroniquement. Avec des lames ayant jusqu'à 4^{mm} d'épaisseur, on obtient de bons résultats avec une pile de 2 ou 3 éléments au bichromate de potasse.

Fig. 1.



On obtient ainsi des graphiques parfaitement nets, dont la lecture met en évidence les relations suivantes :

I. *Variation de la largeur de la lame.* — Lame d'acier de 299^{mm} de longueur, 4^{mm} d'épaisseur. — On a fait varier la largeur de $0^m,08$ à $0^m,06$ et à $0^m,02$; les autres dimensions restent les mêmes. On a trouvé :

Largeur de la lame......................	80^{mm}	57^{mm}	20^{mm}
Nombre de périodes (vibrations doubles).	245,85	246,50	245,23

D'où cette conclusion évidente :

Le *nombre de vibrations d'une lame élastique* (définie comme ci-dessus) est indépendant de sa largeur.

II. *Variation de l'épaisseur.* — Lame d'acier de 299^{mm} de longueur et de 20^{mm} de largeur. — On a réduit successivement, à la machine à raboter, l'épaisseur de la lame de $4^{mm},0$ à $3^{mm},1$, à $2^{mm},1$ et à $1^{mm},5$.

La mesure des épaisseurs a été faite en plusieurs points de la lame avec un compas d'épaisseur; elle a été comparée à celle qu'on a déduite du poids de la lame, de sa densité, de sa longueur et de sa largeur : la concordance a eu lieu à $0^{mm},1$ près.

On a trouvé :

	mm	mm	mm	mm
Épaisseur de la lame (e)	4,0	3,1	2,1	1,5
Nombre des périodes (n)	239,0	181,24	123,48	92,09
Rapport des épaisseurs	»	1,29	1,90	2,6
Rapport des nombres n...........	»	1,32	1,94	2,60

L'accord entre les deux dernières lignes est suffisant, eu égard à la difficulté de mesurer les épaisseurs, pour qu'on puisse en conclure que *le nombre des vibrations d'une lame élastique est proportionnel à son épaisseur* (plus généralement à la dimension suivant laquelle s'effectuent les vibrations).

III. *Variation de la longueur.* — La lame précédente a été successivement réduite de $299^{m},0$ à $249^{mm},5$, à $199^{mm},5$ et à 149^{mm}.

On a trouvé :

	mm			
Longueur de la lame	299,00	249,5	199,5	149,00
Nombre de périodes.............	92,09	133,03	207,71	368,25
Rapports inverses des carrés ..... } » des largeurs .... }	»	1,436	2,245	4,03
» des nombres de périodes.	»	1,444	2,225	4,00

Les différences entre ces lignes de rapports mettent en évidence des erreurs relatives variant de 0,004 à 0,006 seulement.

On peut donc en conclure que *le nombre des vibrations d'une lame élastique est en raison inverse du carré de sa longueur.*

En résumé, le nombre des vibrations n d'une lame de longueur l, de largeur l', d'épaisseur e, vibrant librement en donnant le son fondamental, peut être représenté par une formule de la forme

$$n = k\frac{e}{l^2}, \tag{1}$$

k étant un coefficient indépendant de la largeur l'. C'est bien la formule admise d'après la théorie.

Détermination du coefficient k. — On déduit de la formule (1)

$$k = \frac{nl^2}{e}.$$

En faisant concourir à cette détermination de k toutes les expériences précédentes, où n, l, e ont des valeurs différentes, on obtient comme valeur moyenne, avec une erreur relative moyenne de 0,016 le nombre,

$$5329503. \tag{2}$$

Il importe de comparer cette valeur *expérimentale* avec la valeur déduite de la théorie mathématique de l'élasticité.

Cette valeur s'exprime, on le sait, par la formule

$$k = \frac{\lambda^2 a}{4\pi\sqrt{3}},$$

dans laquelle a représente la vitesse du son dans la substance constituant la matière de la plaque. Dans l'acier, on peut admettre, à la température de 15°, $a = 15,1 \times 340$ (vitesse du son dans l'air à 15°), c'est-à-dire 5134^m par seconde.

Quant à λ, c'est la plus petite racine de l'équation transcendante

$$(e^{\lambda} + e^{-\lambda})\cos\lambda - 2 = 0,$$

c'est-à-dire ($\lambda = 0$ étant inacceptable) $\lambda = 4,745$.

En effectuant les calculs, on trouve

$$k = 5310866. \tag{3}$$

La comparaison entre les valeurs (2) et (3) fait ressortir entre elles une différence égale à 18637 : le rapport de cette différence à la moyenne des deux nombres, qui est 5320134, est

$$\frac{18637}{5320134} = 0,0035,$$

qui représente véritablement l'erreur que l'on commet en prenant l'une des valeurs de k pour l'autre.

On peut donc adopter pour k la valeur moyenne 5320134 pour l'acier.

D'autre part, j'ai reconnu qu'en prenant des lames de dimensions identiques d'acier et de tôle de fer, on obtenait les mêmes résultats à moins de 0,01 près, ce qui conduit à prendre le même coefficient k pour le fer et l'acier, et à adopter la formule *pratique* définitive

$$(4)\qquad n = 5320134\,\frac{e}{l^2}.$$

Il importait de vérifier cette formule en prenant des lames de fer et d'acier de provenance quelconque et de dimensions variées, et de comparer entre elles les valeurs de n calculées d'après la formule (4) et observées directement. Et il est évident *a priori* qu'il ne faut pas s'attendre, dans cette comparaison, à des résultats très concordants, à cause de la diversité de la matière même des fers et des aciers que l'on emploie dans les appareils où l'on se sert de lames élastiques, diapasons, harmonicas, téléphones, etc.

Voici les résultats obtenus avec quatre lames différentes comme dimensions et provenance :

Lames.	Nature du métal.	Longueur.	Largeur.	Épaisseur.	Nombre de vibrations calculé.	observé.	Différences.	Erreur relative.
		mm	mm	mm				
N°s 1	Fer......	315	51,2	1,32	70,78	69,93	−0,85	−0,01
2	Acier....	149	20,0	1,50	359,45	368,25	+8,80	+0,02
3	Fer......	299	80,0	4,13	245,77	240,20	−5,57	−0,02
4	Acier....	153,5	32,0	1,75	395,13	391,20	−3,93	−0,01

Ces erreurs relatives de 0,01 à 0,02 n'ont aucune importance au point de vue que je me proposais, savoir : la construction de lames dont le nombre de vibrations est déterminé d'avance et dont on veut se donner à volonté l'une des dimensions e ou l, car il suffit de limer très légèrement la longueur pour achever d'arriver, par la méthode de comparaison optique, par exemple, avec un étalon, au nombre de vibrations exact que l'on désire. Mais il me semble de plus qu'il en résulte, eu égard à la complexité théorique du coefficient k et de la difficulté d'en déterminer expérimentalement avec précision les éléments (densité, coefficient d'élasticité ou vitesse du son), une vérification satisfaisante de la théorie mathématique des lames élastiques vibrantes.

SUR LA LOI DE JOULE;

PAR M. P. GARBE.

La manière la plus directe de mesurer en unités de chaleur le rayonnement total d'une source est de l'enfermer dans un calorimètre métallique absolument clos et d'évaluer l'échauffement qu'elle y produit. Dans le cas où la source est un conducteur traversé par un courant, une lampe à incandescence par exemple, et où, par suite, le rayonnement est corrélatif d'une dépense d'énergie électrique, on peut, en vertu de la loi de Joule, substituer à la mesure directe de ce rayonnement celle de l'énergie dépensée. Cette substitution offre, au point de vue expérimental, des avantages évidents : la précision des mesures en est augmentée, et, en outre, il devient possible comme j'avais à le faire, d'étudier simultanément le rayonnement total et tout autre phénomène corrélatif de celui-là.

Toutefois, avant d'opérer cette substitution, et comme la graduation d'appareils en unités absolues est toujours chose assez délicate, je tenais à m'assurer que les nombres absolus fournis par mes appareils dans ces deux modes de détermination étaient concordants, et, en second lieu, que la loi de Joule s'appliquait aux températures si élevées auxquelles le charbon se trouve porté.

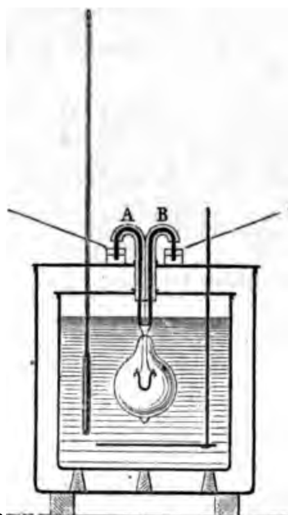
Je me suis servi du calorimètre de M. Berthelot. Deux excellents thermomètres Baudin, donnant le $\frac{1}{50}$ de degré par division de 1^{mm} environ, plongent, l'un dans l'enceinte extérieure, l'autre dans le calorimètre par l'ouverture rectangulaire du couvercle. La lampe à incandescence est suspendue au sein du liquide par deux gros fils de cuivre recouverts de gutta, qui traversent côte à côte les ouvertures centrales des couvercles et viennent plonger à leur sortie dans deux godets A, B (*fig.* 1) remplis de mercure, où aboutissent également les fils de l'électromètre. Deux autres godets, situés en face des premiers, reçoivent les fils qui amènent le courant et qui sont assez gros pour ne pas s'échauffer pendant l'expérience.

La mesure de l'intensité se faisait au moyen d'un galvanomètre de Weber, muni d'un shunt au $\frac{1}{100}$ environ, et mis en dérivation

sur le courant principal. Ce galvanomètre, muni du shunt, avait été gradué en ampères par la décomposition du sulfate de cuivre, en partant des données de M. Mascart et en adoptant, pour le calcul, la variation de poids de la lame négative, laquelle était inférieure de $0^{mgr},6$ à celle de la lame positive.

N'ayant pas à ma disposition d'électromètre Thomson, j'ai construit un électromètre ordinaire de M. Lippmann, dont j'ai déterminé la courbe. Au moyen d'éléments Daniell mis en opposition

Fig. 1.



et d'un commutateur, j'obtenais la différence de potentiel entre A et B par une indication de l'électromètre inférieure à $0^{dan},5$. La force électromotrice d'opposition de ces daniells fut déterminée au moyen du galvanomètre précédent, par la méthode indiquée par M. Crova dans ce Journal (¹).

La mesure des différences de potentiel en A et B, pendant la marche de la lampe, doit être faite avec soin. On sait, en effet, que la résistance du charbon diminue rapidement, à mesure que sa température s'élève, à tel point que, dans la lampe Maxim qui a servi à mes expériences, cette résistance, qui, à froid, est de

(¹) *Journal de Physique*, 1ʳᵉ série, t. III, p. 278.

$5^{ohms},4$, n'est plus que de 3^{ohms} pour une intensité du courant égale à $2^{amp},4$.

Une première détermination, faite avec environ 600^{gr} d'eau distillée dans le calorimètre, m'a donné :

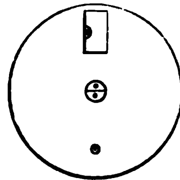
Intensité en ampères.	Travail électrique dépensé en 10^m.	Chaleur reçue par le calorimètre en 10^m.
0,926	$430^{cal},9$	$430^{cal},7$

l'équivalent mécanique de la chaleur étant pris égal à 0,428.

La concordance de ces nombres est parfaite et même inespérée; car, bien que les conditions calorimétriques fussent excellentes, l'erreur possible de $\frac{1}{200}$ de degré changerait de 3 unités le nombre de calories dégagées.

M'étant aperçu que, pour de fortes intensités, des traces d'électrolyse se manifestaient entre les fils si rapprochés de la lampe; n'ayant plus, d'ailleurs, pour la vérification de la loi de Joule, à faire de mesures absolues, je remplaçai l'eau par de l'alcool à 95°. A ce titre, l'alcool, tout en isolant parfaitement, n'est pas assez hygrométrique pour troubler les expériences. D'ailleurs le calorimètre avait été fermé, comme l'indique la *fig.* 2, et cette condi-

Fig. 2.



tion est indispensable si l'on veut que les radiations de toute nature, émises par le charbon incandescent, soient retenues dans l'appareil.

D'après la nature du phénomène calorifique à mesurer, il semblait naturel d'appliquer la méthode de compensation de Rumford; mais je n'ai pas tardé à m'apercevoir, ainsi que l'a montré M. Berthelot, que, même dans le cas actuel, ce mode de correction est illusoire. Il est assez difficile, en effet, de se représenter ce que peut être le rayonnement entre deux corps, tels que le calorimètre et l'enceinte, séparés l'un de l'autre par une double couche d'air et une cloison métallique.

D'ailleurs, la marche du calorimètre ne peut être réglée à volonté, et, ainsi qu'on le verra plus bas, sa température s'élève encore pendant quelques minutes après la rupture du courant. En se plaçant, au contraire, dans les conditions indiquées par M. Berthelot et en ayant soin que l'élévation de température du calorimètre ne dépasse pas 2°, la correction du rayonnement est insignifiante et le seul refroidissement qu'éprouve l'appareil est dû à l'évaporation de l'alcool. Pour tenir compte de ce refroidissement qui, bien que faible, n'est pas cependant négligeable, j'ai divisé la durée d'une expérience en deux périodes : l'une, d'échauffement rapide correspondant au passage du courant dans la lampe; l'autre, d'échauffement lent suivi de refroidissement.

J'ai appliqué à la première période la moyenne des corrections initiale et finale, et à la seconde la correction finale, qui ne dépassait d'ailleurs jamais 0°,006 à la minute. Voici le détail d'une expérience :

Heure.		Calorimètre.			Galvanomètre.	Électromètre ($5^{dan} + \varepsilon$).	
	h	o		o		mm	dan
	8.26	11.290	correction				
Départ...	8.30	11.290	initiale...	0,000	217,9		
	0.31	»			405,3	59,6	$\varepsilon = 0{,}228$
Arrêt....	8.33	12.800			217,1		
	8.34	12.870					
	8.35	12.890					
	8.36	12.890					
	8.37	12.883					
	8.38	12.880					
	8.39	12.875					
	8.40	12.870	correction				
	8.42	12.858	finale.....	0,006			

Correction moyenne pour 3^m... 0,009
Correction finale pour 7^m...... 0,042

0,051

Température corrigée à $8^h 40^m$: $12{,}87 + 0{,}051 = 12°{,}921$.

Élévation de tempér. pour trois minutes de passage : $12{,}921 - 11{,}29 = 1°{,}631$,

Élévation de température pour dix minutes de passage : $\theta = 5°{,}433$,

Déviation du galvanomètre : $\delta = 405{,}3 - 217{,}5 = 187{,}8$,

Différence de potentiel : $e = 5^{dan}{,}228$,

$$\frac{\delta e}{\theta} = 180{,}7.$$

Le Tableau suivant donne les résultats obtenus :

Déviation du galvanomètre = δ.	Différence de potentiel en daniells = e.	Élévation de température rapportée à 10^m de passage = θ.	Rapport $\frac{\delta e}{\theta}$.
39	1,49	0,323	179,9
140,5...........	4,083	3,189	179,8
187,8...........	5,228	5,433	180,7
231,4...........	6,25	8,02	180,3

Si l'on se reporte aux nombres donnés par Lenz, on voit qu'ils présentent entre leurs extrêmes une différence de $\frac{1}{11}$ environ de leur valeur, quoique cependant les fils, s'échauffant peu, restassent presque identiques à eux-mêmes, tant au point de vue de leur structure que de la nature des radiations qu'ils émettaient. La cause de ces divergences doit être sans doute cherchée dans l'imperfection de l'appareil calorimétrique employé. Les expériences précédentes, faites avec un appareil et dans des conditions qui permettent d'accorder toute confiance aux résultats, affirment donc l'exactitude de la loi de Joule dans le cas des corps solides et jusqu'aux températures les plus élevées auxquelles on puisse les porter.

ANALYSE DES MOUVEMENTS PAR LA PHOTOGRAPHIE;

PAR M. MAREY.

Lorsqu'on prend sur la même plaque une série de photographies représentant les attitudes successives d'un animal, on cherche naturellement à multiplier ces images pour connaître le plus grand nombre possible de phases du mouvement. Mais, quand la translation de l'animal n'est pas rapide, la fréquence des images est bientôt limitée par leur superposition et par la confusion qui en résulte. Ainsi, un homme qui court, même avec une vitesse modérée, peut être photographié dix fois par seconde, sans que les images se confondent. Si, parfois, une jambe vient se peindre en un lieu où une autre jambe avait déjà laissé son empreinte, cette superposition n'altère point les images : les blancs deviennent seulement

plus intenses aux endroits où la plaque a été deux fois impressionnée, de sorte que les contours des deux membres se distinguent encore aisément. Mais, quand l'homme marche lentement, les images présentent des superpositions si nombreuses qu'il en résulte une grande confusion.

C'est pour remédier à cet inconvénient que j'ai eu recours à la *photographie partielle,* c'est-à-dire que j'ai supprimé certaines parties de l'image pour que le reste fût plus facile à comprendre.

Comme, dans la méthode que j'emploie, les objets blancs et éclairés impressionnent seuls la plaque sensible, il suffit d'habiller de noir les parties du corps qu'on veut retrancher de l'image. Si un homme revêtu d'un costume mi-partie blanc et noir marche sur la piste en tournant du côté de l'appareil photographique la partie blanche de son vêtement, la droite par exemple, on le verra dans les images comme s'il était réduit à la moitié droite de son corps.

Ces images permettent de suivre dans leurs phases successives, d'une part le pivotement du membre inférieur autour du pied pendant le temps de l'appui, et d'autre part, pendant celui du levé, l'oscillation de ce même membre autour de l'articulation coxo-fémorale, en même temps que cette articulation se transporte en avant d'une manière continue.

Les photographies partielles sont utiles aussi dans l'analyse des mouvements rapides, parce qu'elles permettent de multiplier beaucoup le nombre des attitudes représentées. Toutefois, comme l'image d'un membre présente encore une assez grande largeur, on ne peut multiplier beaucoup ces photographies partielles, sous peine de les confondre par superposition. J'ai donc cherché à diminuer la largeur des images, afin de les répéter à des intervalles extrêmement courts. Le moyen consiste à revêtir le marcheur d'un costume entièrement noir, sauf d'étroites bandes de métal brillant qui, appliquées le long de la jambe, de la cuisse et du bras, signalent assez exactement la direction des rayons osseux de ces membres.

Cette disposition permet de décupler aisément le nombre des images recueillies en un temps donné sur une même plaque : ainsi, au lieu de dix photographies par seconde, on en peut prendre 100.

Pour cela, on ne change pas la vitesse de rotation du disque; mais, au lieu de le percer d'une seule fenêtre, on en fait dix semblables et également réparties sur toute la circonférence ([1]).

La figure ci-jointe est faite d'après un des clichés projetés à la lanterne magique; les lignes ponctuées ont été transformées en traits pleins. Cette figure montre les phases successives d'un pas



Course de l'homme, attitudes successives du membre inférieur gauche. Fréquence des images, 60 par seconde environ.

de course. Le membre inférieur gauche y est seul représenté : des lignes pleines correspondent à la cuisse, à la jambe et au pied; des points, aux articulations du pied, du genou et de la hanche.

Cette figure exprime déjà assez clairement les alternatives de flexion et d'extension de la jambe sur la cuisse, les trajectoires onduleuses du pied, du genou et de la hanche, et pourtant le nombre des images n'excède pas 60 par seconde. Un disque obturateur percé de fenêtres plus nombreuses donnerait avec bien plus de perfection les déplacements angulaires de la jambe sur la cuisse et les trajectoires des trois articulations.

Plus on donne de finesse aux lignes ponctuées qui expriment la direction des membres, plus on peut multiplier le nombre des images;

([1]) Il est souvent avantageux de donner à l'une des fenêtres un diamètre double de celui des autres; il en résulte une intensité plus grande de l'une des images et cela facilite l'estimation des temps, en même temps que cela fournit des points de repère pour comparer les mouvements des membres inférieurs à ceux des membres supérieurs. (Voir *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCV.)

mais, dans les cas présents, il est plus que suffisant d'avoir soixante fois par seconde l'indication des déplacements du marcheur.

On voit que, dans la méthode d'analyse photographique, les deux facteurs du mouvement, le temps et l'espace, ne peuvent pas être tous deux estimés d'une manière parfaite. La connaissance des positions que le corps a occupées dans l'espace suppose qu'on possède des images complètes et distinctes; or il faut, pour avoir de telles images, laisser un intervalle de temps assez long entre deux photographies successives. Veut-on, au contraire, porter à la perfection la notion du temps, on n'y peut arriver qu'en augmentant beaucoup la fréquence des images, ce qui force à réduire chacune d'elles à certaines lignes. On concilie autant que possible ces deux exigences opposées en choisissant pour les photographies partielles les lignes et les points qui renseignent le mieux sur les attitudes successives du corps.

Il est curieux de voir que cette expression des attitudes successives du corps et des membres, au moyen d'une série de traits exprimant la direction des rayons osseux, ait été précisément adoptée par d'anciens auteurs comme étant la plus explicite et la plus capable de faire bien comprendre les phases d'un mouvement. Ainsi, Vincent et Goiffon, dans leur remarquable Ouvrage sur le cheval [1], ont essayé de représenter par des lignes diversement brisées les déplacements des rayons osseux des membres aux différents temps d'un pas [2].

Il n'est pas nécessaire d'insister sur la supériorité que présente la Photographie, qui donne les positions véritables des membres, sur l'observation directe, incapable de saisir des actes si rapides et d'apprécier de si courtes durées.

Au commencement de ce siècle, les frères Weber ont aussi eu recours au même mode de représentation pour exprimer les actes

---

(1) *Mémoire artificielle des principes relatifs à la fidèle représentation des animaux tant en peinture qu'en sculpture;* par feu Goiffon et M. Vincent, 1776.

(2) Il est regrettable que ces savants aient eu recours à une méthode tout à fait artificielle pour exprimer le sens du mouvement. Au lieu de représenter les déplacements successifs des membres dans l'espace, ils supposent le cheval immobile et montrent les rayons osseux de ses membres oscillant en sens alternatif autour de l'articulation supérieure.

successifs qui se produisent dans la marche de l'homme. C'est en réduisant le marcheur à la figure d'un squelette que ces éminents observateurs ont réussi à juxtaposer, sans les confondre, un grand nombre d'images exprimant des attitudes différentes.

La manière de construire les bandes brillantes qui, dans la photographie, expriment la position des leviers osseux mérite une mention spéciale. Comme le temps de pose doit être très court, il faut employer une matière d'un grand éclat. Des bandes de métal brillant ne sont pas également lumineuses dans toute leur étendue, parce qu'elles ne réfléchissent pas sous le même angle les rayons solaires; elles produisent sur les épreuves des lignes d'intensité inégale. J'ai obtenu de meilleurs résultats avec de petites bandes de bois noir sur lesquelles étaient plantés, suivant une ligne, des clous de métal brillant à têtes hémisphériques. Sur chacune de ces surfaces arrondies se formait une image du Soleil, image extrêmement petite, mais très brillante. Dans la photographie, cette série de clous brillants donnait naissance à une ligne ponctuée. Au niveau de la cheville du pied, du genou, du grand trochanter, des demi-sphères plus grosses que les autres signalaient dans les images les centres de mouvement par un point de grande dimension.

Les photographies partielles obtenues par cette méthode permettent d'analyser les différents actes de la locomotion, aussi bien les mouvements sur place que la marche, la course ou le saut.

FIGURES DES GOUTTES D'UN LIQUIDE AU MOMENT OU ELLES SONT PRÈS DE SE DÉTACHER D'UN TUBE CAPILLAIRE, ADAPTÉ AU FOND D'UN VASE;

Par M. E. MATHIEU [1].

Menons au sommet O de la goutte la verticale Oz de bas en haut et la tangente Ox au méridien. Nous aurons, pour l'équation de la surface de la goutte,

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R_1} = \frac{h - z}{a^2}, \tag{α}$$

---

[1] Ce Mémoire est extrait de la *Théorie de la capillarité*, publiée récemment par M. E. Mathieu (Gauthier-Villars, 1883).

R, R_1 étant les rayons de courbure principaux en chaque point de la surface et, si l'on désigne par b le rayon de courbure au sommet, on aura, en faisant $z = 0$,

$$h = \frac{2a^2}{b}.$$

Désignons par r la distance de chaque point de la surface à l'axe de la goutte, l'équation (α) pourra s'écrire

$$\frac{\frac{d^2 z}{dr^2} + \frac{1}{r}\left[1 + \left(\frac{dz}{dr}\right)^2\right]\frac{dz}{dr}}{\left[1 + \left(\frac{dz}{dr}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} = \frac{h - z}{a^2}.$$

Si nous posons

$$\frac{dz}{dr} = \operatorname{tang}\varphi,$$

cette équation deviendra

$$\frac{d\varphi}{dr}\cos\varphi + \frac{\sin\varphi}{r} = \frac{h - z}{a^2},$$

et, en multipliant par $r\,dr$,

$$r\cos\varphi\,d\varphi + \sin\varphi\,dr = \frac{h - z}{a^2}\,r\,dr.$$

Dans cette dernière équation et dans

$$dz = dr\operatorname{tang}\varphi,$$

faisons

$$(a)\qquad \left\{\begin{array}{l} z = A_1\varphi^2 + A_2\varphi^4 + A_3\varphi^6 + A_5\varphi^8 + \ldots \\ r = B_1\varphi + B_2\varphi^3 + B_3\varphi^5 + B_4\varphi^7 + \ldots \end{array}\right.$$

et nous trouverons

$$A_1 = \frac{b}{2},\quad A_2 = -\frac{b}{24} + \frac{3}{32}\frac{b^3}{a^2},$$

$$A_3 = \frac{1}{1.2.3.4.5.6}b - \frac{1}{72}\frac{b^3}{a^2} + \frac{5}{144}\frac{b^5}{a^4},$$

$$A_4 = -\frac{1}{1.2.3\ldots8}b + \frac{13}{15360}\frac{b^3}{a^2} - \frac{67}{9216}\frac{b^5}{a^4} + \frac{1183}{73728}\frac{b^7}{a^6};$$

$$B_1 = b,\quad B_2 = -\frac{b}{6} + \frac{1}{8}\frac{b^3}{a^2},$$

$$B_3 = \frac{b}{120} - \frac{1}{24}\frac{b^3}{a^2} + \frac{1}{24}\frac{b^5}{a^4},$$

$$B_4 = -\frac{1}{1.2.3\ldots7}b + \frac{23}{5760}\frac{b^3}{a^2} - \frac{7}{384}\frac{b^5}{a^4} + \frac{169}{9216}\frac{b^7}{a^6}.$$

On développera z et r par les formules précédentes, tant qu'elles seront suffisamment convergentes; puis, p étant la valeur de z pour l'extrémité de l'arc obtenu, nous développerons r suivant les puissances de $\zeta = z - p$.

Posons donc

$$H = p - \frac{2a^2}{b}, \quad f^2 = 1 + c^2 m_1^2$$

et les coefficients du développement

$$(b) \qquad \frac{r}{c} = 1 + m_1\zeta + m_2\zeta^2 + m_3\zeta^3 + \ldots$$

seront, en désignant par φ_1 la valeur de φ pour $z = p$,

$$(c) \quad \left\{ \begin{aligned} cm_1 &= \cot\varphi_1, \quad cm_2 = \frac{f^2}{2c} + \frac{1}{2a^2}\mathrm{H}f^3, \\ cm_3 &= -\frac{f^2 m_1}{6c} + \frac{2}{3}cm_1 m_2 + \frac{1}{6a^2}f^3 + \frac{1}{a^2}\mathrm{H}\, m_1 m_2 c^2 f, \\ cm_4 &= \frac{(m_1^2 - m_2)f^2}{12c} - \frac{1}{3}m_1^2 m_2 c + \frac{1}{3}cm_2^2 - \frac{1}{2}cm_1 m_3 \\ &\quad + \frac{c^2\mathrm{H}}{2a^2}\left[\frac{m_2^2}{f}(2f^2 - 1) - \frac{3}{2}m_1 m_3 f\right] + \frac{1}{2a^2}c^2 f m_1 m_2. \end{aligned} \right.$$

Si l'on applique ces formules à partir du plus grand rayon de la goutte, on aura $m_1 = 0$, $f = 1$ et, par suite,

$$(d) \quad \left\{ \begin{aligned} m_2 c &= \frac{1}{2c} + \frac{\mathrm{H}}{2a^2}, \quad m_3 c = \frac{1}{6a^2}, \\ m_4 c &= \frac{1}{24c^3} + \frac{\mathrm{H}}{4a^2c^2} + \frac{\mathrm{H}^2}{3a^4c} + \frac{\mathrm{H}^3}{8a^6}, \\ m_5 c &= \frac{7}{60}\frac{1}{a^2c^2} + \frac{11}{40}\frac{\mathrm{H}}{a^4c} + \frac{3}{20}\frac{\mathrm{H}^2}{a^6}. \end{aligned} \right.$$

On trouve pour le volume de la goutte

$$(e) \qquad \mathrm{V} = a^2\lambda\sin i - \left(\frac{2a^2}{b} - q\right)\mathrm{B},$$

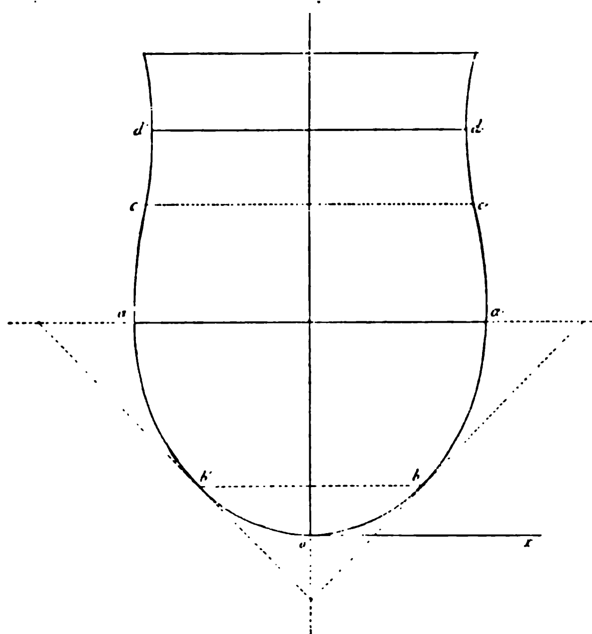
en désignant par q la hauteur de la goutte, λ le contour et B la surface de la base.

Il est utile de remarquer que, lorsqu'on aura calculé la figure d'une goutte d'un liquide, on en pourra conclure la figure d'une correspondante d'un autre liquide quelconque. En effet, d'après

les formules (α), $\frac{z}{b}$ et $\frac{r}{b}$ ne dépendent de a et b que par le rapport $\frac{b}{a}$. Par conséquent, à une goutte du premier liquide correspondra une goutte semblable du second liquide.

Application. — Nous allons déterminer avec une grande précision la figure d'équilibre d'une goutte d'eau suspendue à un

Fig. 1. — Échelle 10.



tube dans la supposition que le rayon de courbure b au sommet soit égal à 2^{mm}. Faisons donc $a^2 = 7,5$ et appliquons d'abord les formules (α), nous aurons

$$z = \varphi^2 + 0,0167\,\varphi^4 + 0,0078\,\varphi^6 + 0,00163\,\varphi^8,$$
$$r = 2\varphi - 0,2\varphi^3 - 0,0040\,\varphi^5 - 0,00055\,\varphi^7.$$

Faisons $\varphi = \frac{\pi}{2}$, et nous aurons

$$z = 2,806, \quad r = 2,316;$$

ainsi le plus grand rayon de la goutte est $2^{mm},316$. Ces coordonnées correspondent, sur la *fig.* 1, au cercle aa'. Pour $\varphi = \frac{\pi}{4}$, on a

$$z = 0,625, \quad r = 1,473,$$

ce qui correspond au cercle bb'.

Appliquons encore les formules (b) et (d); nous aurons

$$c = 2,316, \quad H = 2,806 - 7,5 = -4,694, \quad m_1 = 0,$$

et nous trouverons

$$r = 2,316 - 0,0970\zeta^2 + 0,0222\zeta^3 - 0,0001\zeta^4 - 0,00082\zeta^5,$$

$$\frac{dr}{d\zeta} = -0,1940\zeta + 0,0666\zeta^2 - 0,0004\zeta^3 - 0,0041\zeta^4.$$

Nous en concluons

Pour $\zeta = 0,5$	ou	$z = 3,306$,	$r = 2,295$,
$\zeta = 1$		$z = 3,806$,	$r = 2,241$,
$\zeta = 1,5$		$z = 4,306$,	$r = 2,179$,
$\zeta = 2$		$z = 4,806$,	$r = 2,128$.

Pour $\zeta = 2$, la série qui donne $\frac{dr}{d\zeta}$ n'est pas suffisamment convergente; mais cette série est égale à $-0,121$ pour $\zeta = 1,5$. Appliquons donc les formules (b) et (c) à partir du point c correspondant à $\zeta = 1,5$; nous aurons

$$c = 2,179, \quad H = 4,306 - 7,5 = -3,194, \quad cm_1 = -0,121,$$

et nous trouverons

$$r = 2,179 - 0,121\zeta + 0,0152\zeta^2 + 0,0272\zeta^3,$$

$$\frac{dr}{d\zeta} = -0,121 + 0,0304\zeta + 0,0816\zeta^2;$$

$$\frac{d^2r}{d\zeta^2} = 0,0304 + 0,1632\zeta.$$

La première dérivée est nulle sur le cercle de gorge et pour

$$\zeta = 1,05, \quad z = 5,356, \quad r = 2,100;$$

et la seconde dérivée est nulle au point d'inflexion pour

$$\zeta = -0,186, \quad z = 4,120, \quad r = 2,202.$$

Appliquons les formules (b) et (d) à partir du cercle de gorge dd'; nous aurons

$$c = 2,100, \quad H = -2,144, \quad cm_1 = 0,$$

et ensuite

$$r = 2,100 + 0,095\zeta^2 + 0,0222\zeta^3 - 0,0016\zeta^4.$$

Pour vérifier cette formule, employons-la à la détermination d'un point déjà obtenu et faisons $\zeta = -0,55$, ce qui correspond à $z = 4,806$, et nous retrouvons en effet $r = 2,128$.

Pour $\zeta = 0,55$ ou $z = 5,906$, nous obtenons $r = 2,129$.

Enfin calculons le volume de la goutte jusqu'au cercle de gorge, d'après la formule (e); nous ferons

$$q = 5,356, \quad i = \frac{\pi}{2}, \quad \lambda = 2\pi \times 2,1, \quad B = \pi . 2,1^2,$$

et nous trouverons

$$V = 69^{mmc},26;$$

ainsi son poids est de $69^{mgr},26$.

Compte-gouttes.

Quand une goutte se forme à l'extrémité d'un tube capillaire vertical, adapté au fond d'un vase, pour ensuite tomber, elle grossit peu à peu, puis s'étend au delà du rayon du tube; enfin elle se creuse. Elle affecte finalement les figures complètes dont je viens de calculer un cas particulier; alors elle se rompt sur le cercle de gorge, dont le rayon diffère très peu du rayon de la section extérieure ou intérieure du tube, suivant que la goutte est attachée au cylindre extérieur ou intérieur.

Bien que la goutte, avant de se détacher sur le cercle de gorge, prenne une figure d'équilibre instable, on ne peut cependant considérer l'ensemble formé par la goutte et par le liquide du vase et du tube comme un système en équilibre. C'est pour cette raison que la quantité désignée ci-dessus par $-H = \frac{2a^2}{b} - q$ ne représente pas la hauteur du niveau du liquide du vase au-dessus du cercle de gorge. La hauteur de ce niveau n'altère pas la forme de la goutte; quand cette hauteur croît, la vitesse de l'écoulement est seulement augmentée.

En supposant même le vase d'une longueur indéfinie, la vitesse d'écoulement ne sera pas uniforme. Au moment où la goutte se creuse, il se produit une traction capillaire de dedans en dehors, qui accélère la descente du liquide du vase.

La théorie que je viens d'expliquer est confirmée par les expérience de Dupré. En effet, d'après les calculs que j'ai faits ci-dessus sur les figures des gouttes prêtes à se détacher, il résulte que, si le diamètre du tube capillaire est, en millimètres,

0,39, 1,13, 2,68, 4,20,

les poids des gouttes sont respectivement, en milligrammes,

7,716, 21,074, 44,18, 69,26.

Or Dupré a trouvé par l'expérience (¹) que, pour les diamètres

mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
0,2,	0,52,	1,15,	2,15,	2,252,	3,04,	4,06,	4,445,	5,12,	10,435,

les poids des gouttes sont, à la température de 25°, en milligrammes,

4,25, 12,4, 21,9, 35,1, 40,8, 50,0, 65,0, 70,0, 76,5, 85,6,

et les nombres que j'ai trouvés s'accordent bien avec ces derniers. Il faut remarquer que les diamètres donnés par Dupré sont ceux des tubes et que les diamètres que j'ai calculés sont ceux des cercles de gorge de la goutte; mais, par cette comparaison même, on voit que les seconds diamètres doivent différer très peu des premiers. Il est aussi utile de dire que Dupré déclare qu'il aurait pu arriver à une précision plus grande, s'il avait pu consacrer plus de temps à ses expériences.

SUR LA TRANSMISSION DU SON;

PAR M. NEYRENEUF.

On sait, depuis les observations de Tyndall, que le son passe avec la plus grande facilité entre les interstices des corps solides,

(¹) DUPRÉ, *Théorie mécanique de la chaleur*, Chap. IX.

pourvu que la continuité de l'air ne soit pas interrompue. L'intensité ne semble pas seule en jeu dans cette transmission, et l'on peut montrer par les expériences suivantes que la direction même des rayons sonores ne paraît pas sensiblement modifiée.

Si l'on répète, soit par la méthode ordinaire, soit par la méthode que j'ai indiquée dans ce Recueil (1), l'expérience des miroirs conjugués, on constate que l'intensité au foyer de concentration des rayons sonores n'est pas sensiblement altérée par l'interposition sur leur trajet d'une épaisse feuille de ouate, quelle que soit du reste la situation relative de cette dernière.

En disposant deux feuilles de ouate, au lieu d'une, on constate un affaiblissement insuffisant encore pour empêcher la flamme sensible de manifester de l'agitation. Une simple feuille de papier à filtrer équivaut à deux feuilles de ouate.

Les lames d'étoffes non revêtues d'apprêt peuvent être substituées aux lames de ouate. Malgré une bien moins grande épaisseur, elles affaiblissent, en général, plus que ces dernières.

Les mêmes résultats généraux peuvent s'obtenir dans l'expérience de la réfraction du son.

Indiquons enfin, pour mettre en garde contre la difficulté de détruire les résonnances dans certaines recherches d'acoustique, que l'expérience des miroirs réussit encore quand une feuille de ouate est appliquée sur la surface réfléchissante même de l'un d'eux.

E. WIEDEMANN. — Ueber elektrische Entladungen in Gasen (Sur les décharges électriques dans les gaz); *Wied. Ann.*, t. XX, p. 756; 1883.

L'un des pôles d'une machine de Töpler à vingt plateaux est mis à la terre; l'autre communique avec l'une des électrodes d'un tube à gaz raréfié; l'autre électrode, par un circuit comprenant un galvanomètre à grande résistance et au besoin des résistances auxiliaires, communique aussi à la terre (2).

---

(1) *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 127.

(2) Voyez *Ann. der Physik und Chemie*, t. X, p. 202 (1880), et *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXI, p. 449 (1880).

L'introduction de résistances extérieures (tubes pleins d'eau distillée), sans influer sur le débit de la machine, change très notablement le nombre des décharges; elle l'augmente au point que le miroir tournant ne donne plus d'images séparées, lorsque les tubes sont larges, les électrodes en forme de plaques, et la pression voisine de celle du minimum de résistance. Tant que les décharges peuvent être comptées, elles sont, comme dans le cas ordinaire, plus nombreuses quand l'électrode négative est en connexion avec la machine. Malgré ce changement dans le nombre des décharges, la chaleur dégagée par le passage de la même quantité d'électricité diminue très peu quand on introduit les résistances. Cette introduction régularise les décharges et produit la stratification de la lumière, qui disparaît si l'on enlève les résistances ou si l'on produit une interruption dans le circuit extérieur. C'est la décharge stratifiée que M. Wiedemann étudie.

En faisant porter une des électrodes par un flotteur dont la description ne peut trouver place ici, M. Wiedemann est parvenu à faire varier à volonté la distance des deux électrodes et il a examiné l'influence de cette distance dans des tubes où l'air était assez raréfié pour avoir un long espace sombre près de l'électrode négative. Dans un tube long, cet espace sombre est nettement limité par une surface brillante, à partir de laquelle s'étend une lueur de plus en plus confuse, séparée des stratifications de l'électrode positive par un espace sombre, dit espace séparatif; en rapprochant l'électrode positive (un fil), les stratifications disparaissent l'une après l'autre à mesure que l'électrode vient les toucher: lorsque l'électrode atteint la dernière couche, elle ne porte plus qu'un petit faisceau lumineux dirigé vers l'électrode négative; celui-ci diminue, et, quand l'électrode positive atteint la limite de l'espace sombre négatif, cette lueur retourne en arrière; diminue-t-on encore la distance, la décharge se fait irrégulièrement entre l'électrode négative et le mercure qui sert de support au flotteur portant l'électrode positive.

Quand l'électrode positive est une plaque, les mêmes phénomènes se passent au commencement; mais, lorsque la plaque arrive à l'espace sombre, la lueur bleue est refoulée en arrière de l'électrode négative, et sur la paroi apparaît un petit anneau de lumière positive jaune rougeâtre. Les *rayons* négatifs sont refoulés

au bord de la plaque négative au lieu de partir du centre; lorsque la machine marche lentement, dès que la limite brillante de l'espace sombre est atteinte par la plaque positive, il se produit des décharges irrégulières sur la paroi qui devient, par places, le siège d'une lumière verte.

Si l'on écarte très peu ($0^m,03$ à $0^m,05$) les pôles de la machine, puis qu'on rapproche les deux plaques électrodes, il arrive un moment où le tube devient sombre : toute la décharge passe entre les pôles; en écartant les plaques, cette décharge cesse et le tube redevient lumineux; la décharge, dans les tubes très raréfiés, serait donc d'autant plus difficile que les plaques électrodes sont plus rapprochées. On peut vérifier ce fait en plaçant à côté l'un de l'autre (en dérivation) deux tubes qui ne diffèrent que par l'écartement des électrodes; pour les fortes pressions, la décharge ne passe que dans celui où les électrodes sont le plus rapprochées ($0^m,01$); quand la pression diminue, elle se partage entre les deux tubes (pression, $0^m,05$ environ); pour des pressions inférieures, elle passe dans l'autre tube (distance des électrodes, $0^m,20$) et enfin, pour les pressions les plus basses, reparaît dans le premier.

M. Wiedemann en conclut que la résistance du tube vient presque uniquement de l'espace sombre négatif et que la réunion des deux électricités a lieu dans la lueur confuse qui sépare les stratifications de l'espace sombre négatif.

Pour étudier la distribution de la chaleur dans ces tubes, M. Wiedemann s'est contenté de mesurer avec un élément thermo-électrique l'échauffement de la paroi; celui-ci, en partant de l'électrode positive, croît lentement d'abord, plus rapidement ensuite, pour atteindre un maximum dans la lueur; il décroît ensuite et présente un minimum dans l'espace sombre négatif et devient très fort près de l'électrode négative; quand la pression augmente, l'espace sombre et la lueur se raccourcissent, le maximum et le minimum se rapprochent jusqu'à se confondre.

Des essais furent faits en plaçant un thermomètre sur le flotteur qui avait servi de support à l'électrode positive; ce thermomètre était protégé par une feuille de mica contre les rayons issus de l'électrode négative; cette feuille est portée par un fil de platine qui ne touche pas le thermomètre; la marche de l'échauffement ainsi observé est la même qu'avec l'élément thermo-électrique.

Si l'on approche le pôle d'un électro-aimant d'un tube, dans lequel une décharge stratifiée est produite, la décharge devient continue dans le miroir tournant; la lueur est chassée de côté et laisse un espace libre où s'introduit la lumière positive; celle-ci se déforme un peu et se rapproche de la paroi au voisinage du pôle de l'aimant, pour s'en éloigner vers l'électrode négative; cette languette positive s'avance en même temps qu'on rapproche le pôle de l'électrode négative; lorsqu'elle arrive à la limite de l'espace sombre, cette languette s'abaisse subitement, se réunit à la lueur sur la paroi et la décharge devient discontinue.

Dès qu'on approche l'aimant, une lueur verte apparaît sur le tube, ce qui prouve que les *rayons* négatifs et la lueur sont déviés vers la droite, si l'on regarde de l'électrode positive vers la négative, par un pôle nord placé en dessous.

M. Wiedemann a employé aussi un aimant en fer à cheval, en plaçant le tube équatorialement : premier cas, les deux pôles rejettent les rayons vers le côté, l'aimant étant placé entre l'électrode positive et l'espace sombre; la lueur verte sur le tube est limitée par deux ellipses, traces de deux plans inclinés sur l'axe du tube, et qui se rapprochent jusqu'à se confondre quand l'aimant arrive à l'électrode négative. La déviation des rayons paraît se faire au point où leur couleur passe du blanc au bleuâtre, comme s'ils éprouvaient dans l'espace sombre une plus grande difficulté à se dévier; deuxième cas, les deux pôles rejettent les rayons vers le milieu; un trait lumineux naît à la ligne de jonction des pôles, se dirigeant vers l'électrode positive où il s'amincit.

Trois tubes, de $2^c,5$ de diamètre et de $0^m,12$ de longueur, sont munis d'électrodes dont la distance est $5^c,8$. L'un a pour électrodes deux pointes, le deuxième deux plaques, le troisième une plaque et une pointe. Si on les place en dérivation entre les deux pôles de la machine, la décharge passe, pour les pressions supérieures, à $0^m,01$ par les pointes, et, pour les pressions inférieures, par les plaques.

En comparant successivement ces trois tubes avec un micromètre à étincelles placé en dérivation, on trouve que pour de très basses pressions on peut écarter les boules de $0^m,009$, sans que la

décharge passe par le tube à deux pointes, tandis que, dès que cette distance est supérieure à $0^m,02$, elle passe dans le tube à deux plaques. Quant au troisième tube, la décharge y passe pour une distance de $0^m,03$ quand la plaque est l'électrode positive, et n'y passe pas pour une distance de $0^m,009$ quand cette plaque est négative.

Si l'on prend pour électrodes deux fils, l'un long, l'autre enveloppé dans du verre jusqu'à son extrémité, le dernier étant pris comme électrode négative, le verre autour de l'électrode négative devient lumineux, comme si sa surface devenait une électrode négative, et comme si l'électricité positive émise par le fil long ne pouvait s'écouler par la petite section de l'électrode négative.

M. Wiedemann suppose que la décharge positive, consistant en un courant précédé d'une polarisation du gaz, est le phénomène électrique proprement dit et il l'attribue à un mouvement longitudinal; les rayons négatifs seraient de véritables rayons lumineux à très courte longueur d'onde, absorbés énergiquement par le milieu pondérable dont ils excitent la phosphorescence; l'électrode négative serait une source d'ondes transversales, exerçant sur leur front, d'après Maxwell, une pression mise en évidence par les expériences de Crookes. A. Potier.

S.-P. LANGLEY. — Experimental determination of wave-lenghts in the invisible prismatic spectrum (Détermination expérimentale des longueurs d'onde dans le spectre invisible); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XVII, p. 194; 1884.

Dans un précédent Mémoire sur l'absorption de l'énergie solaire ([1]), M. Langley a représenté la distribution de cette énergie dans le spectre prismatique et dans le spectre normal ou des longueurs d'onde par deux courbes. Les éléments de la première étaient fournis par l'expérience, et ceux de la seconde résultaient de cette condition que les aires comprises entre les coordonnées qui correspondent aux mêmes longueurs d'onde devaient être égales dans les deux spectres. Le spectre normal a l'avantage de ne pas

([1]) *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 371.

dépendre d'un prisme ou d'un réseau particulier, et d'être par conséquent directement comparable à tout autre spectre de même espèce; mais, pour passer de la première courbe à la seconde, il fallait connaître les longueurs d'onde des radiations dont on avait les indices par rapport à un flint blanc que M. Langley dit être d'une transparence remarquable pour toutes sortes de radiations. On n'avait pas jusqu'à présent de moyen de déterminer directement ces longueurs d'onde, la méthode ingénieuse de M. Mouton ne s'appliquant qu'aux milieux biréfringents; mais on avait l'habitude de les calculer par extrapolation à l'aide de plusieurs formules dont la plus employée était celle de Cauchy. Or M. Langley avait constaté dans la région infra-rouge une bande froide dont la déviation indiquait une grande longueur d'onde; ayant essayé de la calculer par la formule de Cauchy, il fut conduit à une impossibilité, la formule indiquant que le prisme en question n'avait, pour aucune radiation, d'indice de réfraction de la grandeur de celui qui avait été mesuré. Il était donc nécessaire de déterminer cette longueur d'onde directement.

Le procédé imaginé pour cela par M. Langley consistait d'abord à faire tomber les radiations obscures, après leur passage à travers le prisme en flint avec une déviation connue, sur un réseau par réflexion, et à recevoir les rayons diffractés sur le bolomètre. On n'avait plus alors qu'à appliquer la formule connue

$$ns\lambda = \sin i + \sin r.$$

Mais, après d'assez longs essais ayant pour but d'éviter la superposition des spectres des divers ordres du réseau, il trouve préférable de faire tomber les rayons d'abord sur le réseau, puis sur le prisme, de façon à se donner la longueur d'onde et à chercher la déviation.

Le réseau employé était concave, contenait 18050 lignes tracées sur la surface d'un miroir métallique de $1^m,63$ de rayon et présentant une surface réglée de $0^m,129$. Grâce à cette grande surface, le spectre était encore assez chaud pour impressionner le bolomètre après toutes les absorptions et les réflexions produites dans les appareils. Les rayons de lumière venant du miroir large d'un héliostat tombaient sur un miroir concave qui les faisait converger en son foyer à $1^m,50$ environ. En ce point était une fente verticale dont une

double vis faisait mouvoir à la fois les deux bords, de façon que le milieu fût toujours le même. Les rayons de cette fente tombaient ensuite sur le réseau et formaient un spectre très délié sur une seconde fente verticale placée sur l'axe principal du réseau. Les deux fentes et le réseau étaient sur une même circonférence de $1^m,63$ de diamètre, et les appareils étaient arrangés de façon que, de quelque manière que les fentes fussent placées, la lumière venant de la première donnait toujours un spectre très pur sur la seconde qui était diamétralement opposée au réseau.

Cette seconde fente était la première partie du spectro-bolomètre, formé en outre d'un collimateur, d'un prisme, d'une seconde lentille qui faisait converger les rayons sur le fil du bolomètre; ce dernier pouvait être remplacé par un oculaire, les déviations étaient mesurées sur un cercle divisé.

Par le moyen de l'oculaire et du cercle divisé, la déviation et par suite l'indice des rayons qui passent à travers la fente peuvent être déterminés s'ils sont visibles; s'ils sont invisibles, leur longueur d'onde est donnée par une simple observation des rayons visibles auxquels l'action du réseau les a superposés, tandis que leur déviation est déterminée par le bolomètre, pourvu qu'ils retiennent une quantité d'énergie suffisante pour affecter cet instrument. D'après cette méthode, tous les rayons invisibles dont la longueur d'onde est n fois celle d'un rayon visible déterminé passent ensemble à travers la fente, puis à travers le prisme qui les sépare.

Par exemple, si l'on fait tomber sur la fente du spectro-bolomètre la raie D du troisième spectre dont $\lambda = 0^\mu,589$, à travers cette fente passeront également les rayons dont les longueurs d'onde sont $1^\mu,178$ du second spectre et $1^\mu,767$ du premier, dont les indices seront déterminés par le prisme et le bolomètre.

Ces observations présentent les plus grandes difficultés à cause de la faible quantité de chaleur des rayons obscurs, et chaque détermination est la moyenne d'un grand nombre d'observations (20 à 100); en trois mois d'un travail continu, on n'avait déterminé que six points de la courbe.

Voici quelques-uns des nombres obtenus par l'auteur:

$2^\mu,356 \pm 0,011$	1,5478
$1^\mu,767 \pm 0,009$	1,5549
$1^\mu,200 \pm 0,007$	1,5625

$0^{\mu},76009$(A)	1,5714
$0^{\mu},58890$(D)	1,5798
$0^{\mu},48606$(F)	1,5899
$0^{\mu},34400$(O)	1,6266

Ces mesures étant faites pour toute l'étendue du spectre invisible, on pouvait mettre à l'épreuve les différentes formules qui lient les indices de réfraction et les longueurs d'onde. On comparera pour cela les différentes courbes construites en prenant pour abscisses les longueurs d'onde, et pour ordonnées les indices. M. Langley a fait subir cette épreuve aux formules de

Cauchy .... $n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}$

Redtenbacher ... $\frac{1}{n^2} = a + b\lambda^2 + \frac{c}{\lambda^2}$

Briot .... $\frac{1}{n^2} = a + b\left(\frac{n^2}{\lambda^2}\right) + c\left(\frac{n^4}{\lambda_4}\right) + k\left(\frac{\lambda^2}{n^2}\right).$

Toutes les courbes ainsi construites, qui coïncident avec celle que donne l'observation dans l'étendue du spectre visible, donnent des indices trop grands pour les longueurs d'onde plus grandes. La formule de Briot est celle dont les résultats diffèrent le moins de ceux de l'observation; celle de Redtenbacher est la plus inexacte. M. Mouton avait déjà signalé cet accord assez satisfaisant de la formule de Briot avec l'observation.

Voici, d'après M. Langley, les longueurs d'onde des raies froides observées jusqu'à présent dans le spectre prismatique obscur :

$0^{\mu},815$, 0,85, 0,89, 0,91, 0,94, 1,13, 1,27, (1,36, 1,37),
1,54 (χ), 1,58 (ψ), $\left.\begin{matrix}1,81\\1,87\end{matrix}\right\}$ (Ω). 1,98 (ω_1), 2,04 (ω_2).

Toutes ces bandes, jusqu'à la raie χ, avaient été observées avant M. Langley (¹). Les dernières ont été appelées par lui Ω, ω_1, ω_2 comme étant les dernières lacunes que l'on puisse observer dans la courbe de l'énergie, mais le spectre solaire peut être observé à l'aide du bolomètre jusqu'à des longueurs d'onde de plus de $2^{\mu},70$.

C. Claverie.

(¹) Abney, Draper, Lamansky.

TITO MARTINI. — Dei suoni prodotti dall'efflusso dei liquidi (Des sons produits par l'écoulement des liquides); *Atti del R. Istituto Veneto di scienze, lettere ed Arti*, t. II, série VI, 1883.

Ce nouveau travail fait suite à celui que nous avons analysé ([1]).

L'eau arrive dans un tuyau vertical de verre ou de métal terminé soit en haut, soit en bas par un disque métallique percé à son centre d'un trou dont le diamètre égale l'épaisseur du disque. La périodicité de l'écoulement détermine la production d'un son. Le son ne s'établit que s'il est à l'unisson de celui que peut rendre la colonne liquide ou de l'un de ses harmoniques.

Un robinet à large orifice placé près du disque permet de régler la vitesse d'écoulement et d'obtenir avec le même tuyau un son grave fondamental et des harmoniques.

Ces sons semblent être ceux d'un tuyau fermé. Ils sont les mêmes, quelle que soit la place du disque. Deux cylindres liquides qui vibrent, soit par suite de l'afflux de l'eau, soit par suite de son écoulement, donnent des sons dont les nombres de vibrations sont inverses de leurs dimensions linéaires. Si le disque est du côté de l'arrivée de l'eau, les nombres de vibrations rendus par un même cylindre sont proportionnels à la racine carrée de sa charge.

La nature du tuyau est sans influence sur la hauteur du son.

E. Gripon.

LIVEING et DEWAR. — Notes on the absorption of the ultra-violet rays by various substances (Notes sur l'absorption des rayons ultra-violets par diverses substances); *Proceedings of the Royal Society*, vol. XXXV, p. 71; 1883.

Les auteurs emploient comme source de lumière l'étincelle d'une bobine d'induction produite entre des électrodes de fer, avec interposition d'une bouteille de Leyde dans le circuit. Les raies très nombreuses du fer fournissent des repères très précis. On a fait usage de prismes et de lentilles de quartz et de cuves à parois de quartz ou de sel gemme pour contenir les liquides et les gaz. On photographiait les spectres.

([1]) *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 514.

Les expériences ont porté sur des corps très nombreux, entre autres, le chlore, le brome, l'iode, l'acide sulfureux, l'hydrogène sulfuré, le sulfure et le chlorure de carbone, le peroxyde de chlore, l'alun de chrome, le mica, l'argent, l'or, le spath d'Islande.

G. FOUSSEREAU.

ABNEY et FESTING. — Atmospheric absorption in the infra-red of the solar spectrum (Absorption atmosphérique de la partie infra-rouge du spectre solaire); *Proceedings of the Royal Society*, vol. XXXV, p. 80; 1883.

En photographiant le spectre solaire infra-rouge dans différentes conditions atmosphériques, les auteurs ont reconnu que si l'air est à peu près saturé d'humidité, le spectre est entièrement couvert d'une bande noire à partir de $\lambda = 8330$. L'intensité et l'étendue de cette bande diminuent avec l'humidité. Par un temps très sec l'absorption ne se produit guère que de $\lambda = 9420$ à $\lambda = 9800$. A une grande altitude, par un vent froid du nord-est, cette dernière absorption disparaît à son tour presque entièrement. On rend aux spectres des jours secs l'apparence des spectres appartenant à des jours plus ou moins humides en plaçant en avant de la fente du spectroscope une épaisseur d'eau liquide convenablement déterminée. L'aspect des photographies peut donner une mesure de l'humidité atmosphérique.

G. FOUSSEREAU.

S. KALISCHER. — Ueber die Frage, ob bei der Condensation von Wasserdampf eine Electricitätserregung stattfinde (Sur la question de savoir si la condensation de la vapeur d'eau peut être une source d'électricité); *Wied. Ann.*, t. XX, p. 614; 1883.

L'auteur a placé douze grands vases de verre recouverts de feuilles d'étain et remplis de glace sur une plaque de tôle étamée reposant sur une épaisse plaque de verre; le tout était placé dans une grande caisse métallique isolée dont le couvercle était formé par une tôle permettant l'accès de l'air. Un fil entouré d'un tube de laiton isolé reliait la plaque de tôle à une des paires de quadrants d'un électromètre de Kirchhoff dont l'autre communiquait

avec le sol. La vapeur d'eau de l'atmosphère se condensait au contact des vases.

Les déviations observées furent du même ordre de grandeur, que les vases fussent vides ou pleins de glace; elles se produisaient, tantôt dans un sens, tantôt dans un autre.

On n'obtint pas de meilleurs résultats en comprimant de l'air à l'aide d'une pompe isolée dans un vase de verre semblable à l'œuf électrique et reliant la tige métallique pénétrant à l'intérieur avec l'électromètre. Pendant la détente, la précipitation de la vapeur ne fut accompagnée d'aucune déviation de l'aiguille.

On ne peut donc pas affirmer que la condensation de la vapeur d'eau soit une des sources de l'électricité atmosphérique.

Ch. Gomien.

M. BELLATI. — Intorno ad un nuovo e simplicissimo elettrodinamometro per correnti assai deboli (Nouvel électrodynamomètre très simple pour les courants de faible intensité); *Atti del R. Istituto veneto*, 6e série, t. I, 1883.

Substituons à l'aiguille d'un galvanomètre à réflexion un petit cylindre de fer doux, suspendu bifilairement dans une direction perpendiculaire au méridien magnétique, et inclinons à 45° de ce méridien la bobine verticale dans laquelle passent les courants à étudier. On reconnaît aisément que le sens de la déviation du fer doux est indépendant de la direction du courant. En effet, l'action terrestre est sensiblement nulle, puisque le fer doux reste sensiblement perpendiculaire au méridien magnétique, et son aimantation changeant de sens avec la direction du courant, l'action électromagnétique conserve toujours le même signe, comme l'action électrodynamique dans l'électrodynamomètre.

A un cylindre de fer doux, on substitue avec avantage un faisceau de fil de fer doux bien recuit de $0^m,15$ de diamètre et de 17^m de long. Les courants produits par le téléphone de Siemens soit quand on parle à voix basse à son embouchure, soit quand on crie à $0^m,50$ de distance de l'instrument, produisent une déviation appréciable du nouvel électrodynamomètre. Le son d'une trompette appliquée à la même embouchure produit une déviation de quelques dizaines de degrés de l'échelle. E. Bouty.

C. BENDER. — Dichteregelmässigkeiten normaler Salzlösungen (Observations sur la densité des solutions salines normales); *Wied. Ann.*, t. XX, p. 560; 1883.

M. Valson [1] étudiant des solutions salines qui contenaient pour 1^{lit} d'eau $1^{\text{éq}}$ en grammes de sel dissous, avait montré que l'on pouvait calculer la densité d'une solution quelconque en ajoutant à celle de la solution du chlorhydrate d'ammoniaque deux coefficients caractéristiques, appelés *modules*, l'un se rapportant au radical acide, l'autre au métal du sel dissous.

L'auteur du présent Mémoire, se plaçant à un point de vue plus général, préfère comparer des solutions contenant pour un volume donné un nombre donné d'équivalents des divers sels. En s'adressant aux chlorures, il a trouvé que la différence Δ entre la densité de la solution d'un sel quelconque et celle de la solution de sel ammoniac était proportionnelle au nombre μ d'équivalents contenus dans la solution, pourvu toutefois que μ ne dépasse pas 4.

Cette loi s'étend, du reste, à des radicaux acides autres que le chlore; de sorte que la densité d'une solution saline quelconque peut se représenter par la formule

$$d_\mu = (d_\mu)_{AzH^4Cl} + \mu(m_b + m_s),$$

m_b et m_s étant les modules du métal et du radical acide. La loi de M. Valson n'est qu'un cas particulier de cette formule ($\mu = 1$).

La détermination des modules a été faite par l'auteur à l'aide des valeurs des densités données incidemment par divers auteurs; les solutions employées par eux ne se rapportant pas généralement à un nombre entier d'équivalents, M. Bender déduisait des résultats correspondant à diverses concentrations les nombres dont il avait besoin, par interpolation linéaire. L'incertitude dont sont affectés les résultats donnés par la plupart des expérimentateurs ne permet pas de compter sur plus de deux décimales pour la valeur du module.

Les modules des radicaux acides et des métaux étant détermi-

[1] *Comptes rendus*, t. LXXIII, p. 441; 1871.

nés, la formule précédente permet de calculer la densité d'une solution normale quelconque et donne des résultats d'accord avec l'expérience jusqu'à la seconde décimale, ce qui est la limite de précision des valeurs considérées par l'auteur. CH. GOMIEN.

G. CLODIG. — Della funzione del termometro come manometro nelle caldaje a vapore (Usage du thermomètre comme manomètre dans les chaudières à vapeur). — Sans lieu; ni date in-8 de 15 pages.

L'auteur propose de munir les chaudières à vapeur d'un thermomètre à mercure dont le réservoir en fer plongerait dans la vapeur d'eau bouillante, tandis que la tige serait formée intérieurement à la chaudière d'un tube de fer, extérieurement d'un tube de cristal.

La pression de la vapeur comprime le réservoir du thermomètre et contribue ainsi à produire l'ascension du mercure observée dans la tige; le manomètre proposé ne pourrait donc être gradué que par comparaison avec un autre manomètre, par exemple un manomètre métallique; on ne voit pas bien par quel avantage pratique le nouvel appareil compense son infériorité évidente au point de vue de la solidité. E. BOUTY.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE.

5e série. — Tome XXV. — 1883. (Suite) (1).

GLAZEBROOK. — Prisme polariseur, p. 352-363.

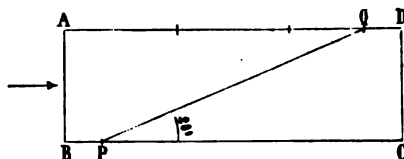
Les avantages de ce nouveau polariseur sont : 1° de ne produire aucun déplacement dans le rayon extraordinaire, lequel sort du prisme dans sa propre direction, ce qui n'a pas lieu dans le prisme de Nicol; 2° un faisceau conique dans l'air dont l'angle au sommet est moindre que 60° ne peut avoir, après son entrée dans

---

(1) Voir p. 149.

le prisme, toutes ses vibrations parallèles à un même plan, mais l'intensité lumineuse des vibrations perpendiculaires au plan passant par l'axe du cône et l'axe optique du prisme est moindre avec ce polariseur qu'avec tout autre; 3° lorsqu'on cherche à fixer la position du plan de polarisation d'un faisceau de lumière parallèle en faisant tourner le prisme autour de la direction du rayon jusqu'à éteindre la lumière, on conçoit qu'il s'introduira une erreur si la direction du rayon ne se confond pas avec l'axe de rotation, mais cette erreur sera encore minimum avec ce genre de prisme.

Pour le construire, on taille dans un spath un parallélépipède rectangle ayant deux faces perpendiculaires à l'axe optique et les quatre autres parallèles. Si ABCD est le rectangle projetant ces



quatre faces sur le papier auquel l'axe optique sera perpendiculaire, il suffit de prendre le côté BC égal environ à 3BA, puis de couper le prisme suivant un plan PQ perpendiculaire au plan du papier et incliné de 20° sur BC. On recollera les deux parties avec du baume de Canada.

Le rayon lumineux entre et sort extraordinaire normalement à la face AB.

R. DROOP. — Vision des couleurs, p. 373-383.

Contrairement aux opinions de Maxwell et Helmholtz, il pourrait exister plus de trois couleurs physiologiques fondamentales, à la condition de lier les quantités qui leur servent de mesure par un nombre d'équations tel, qu'il n'y en ait que trois indépendantes. L'auteur, à l'appui de cette manière de voir, cite les études faites sur deux sujets daltoniens, chacun d'un seul œil, ce qui facilitait les observations. De plus, l'un était daltonien pour le rouge et le vert, l'autre pour le jaune et le bleu. Les vues normales percevraient ces quatre couleurs auxquelles on pourrait ajouter le blanc et l'on aurait le nombre de relations exigé :

$$\text{bleu} + \text{jaune} = \text{vert} + \text{rouge} = \text{blanc}.$$

AYRTON et PERRY. — Électro-aimants diversement enroulés, p. 397-400.

Une même longueur de fil était enroulée sur quatre barres de fer identiques : uniformément sur toute la longueur de la première, sur une moitié de la deuxième, en cône à sommet au milieu de la troisième, suivant deux cônes à sommets opposés sur la quatrième. Des courbes indiquent les actions de ces électro-aimants sur une aiguille à diverses distances, et des dessins représentent les fantômes obtenus dans les quatre cas.

STABLES et WILSON. — Viscosité des solutions de savon, p. 406-414.

Les auteurs ont repris les expériences de Marangoni et d'Oberbeck relatives à la viscosité de la couche superficielle des liquides à l'aide d'un disque oscillant.

Voici les résultats qu'ils obtiennent :

Hauteur de la face supérieure du disque au-dessus du liquide en millimètres.	Décroissement logarithmique.
Eau pure.	
0,14	0,0262
0	0,0266
—0,1	0,0272
—0,2	0,0272
—0,3	0,0285
—0,4	0,0298
—0,5	0,0329
—0,7	0,0366
—0,9	0,0415
—0,3	0,0479
Solution de savon à 2 pour 100.	
0,14	0,1960
0	0,2520
—0,1	0,0067
—0,2	0,0045
—0,3	0,0039
—0,4	0,0034
—0,6	0,0030
—1	0,0025
—1,4	0,0022

Le disque avait 2^{mm} d'épaisseur.

J. CONROY. — Nouveau photomètre, p. 423-426.

Les lumières à comparer envoient respectivement leurs rayons, l'une de gauche à droite, l'autre de droite à gauche, sous un angle de 30° sur deux papiers blancs placés devant l'observateur, le contour de l'un empiétant sur l'autre; il faut arriver à ne plus distinguer ce contour.

Tome XVI; 1883.

J. NICOL. — Volumes moléculaires des solutions salines, p. 121-131.

Ils sont définis par la formule $v = \frac{Mx + 18n}{\delta}$, où M est le poids de la molécule (l'équivalent), x et n les nombres respectifs des molécules de sel et d'eau, δ la densité de la solution. Dans des solutions très diluées ($n = 100$), ce volume croît de quantités constantes, 10 environ, par la substitution de Na à K dans les chlorures, azotates et sulfates, ou encore dans les sels de potasse et de soude, par la substitution au chlore des acides azotique et sulfurique.

A. GRAY. — Détermination en unités absolues de l'intensité d'un champ magnétique puissant, p. 144-156.

L'auteur a appliqué à la mesure de l'intensité de champs magnétiques puissants des méthodes imaginées par Sir W. Thomson. La première consiste à faire osciller dans le champ une bobine suspendue bifilairement. Quand elle est parcourue par un courant, les oscillations dépendent de la formule

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + k\frac{d\theta}{dt} + \alpha^2\theta = 0.$$

k dépend de l'intensité μ du champ et de celle i du courant: cette dernière est rendue variable par l'introduction d'une résistance.

Le mouvement de la bobine cesse d'être oscillatoire si $\alpha = k$, ce qui donne μ en fonction de i et des dimensions de la bobine.

Dans la deuxième méthode, un fil conducteur AB, tendu par un

poids, est placé perpendiculairement aux lignes de force. Quand il est traversé par un courant, il fait dévier les fils de deux pendules dont chacun est attaché, d'une part à un obstacle fixe, d'autre part à l'une des extrémités du fil conducteur, par l'intermédiaire d'un brin de soie. On déplace les points d'attache des deux pendules sur une règle horizontale, jusqu'à ramener le fil conducteur AB dans la verticale. Les forces mécaniques mises en jeu équilibrent les forces électromagnétiques.

L. FLETCHER. — Dilatation des cristaux par la chaleur, p. 275-300, p. 344-380 et p. 413-429.

Si l'on appelle *axes thermiques* d'un cristal ceux de l'ellipsoïde des dilatations, *lignes atropiques* les triades de droites conservant la même position à deux températures, *lignes isotropiques* les triades changeant de directions, mais conservant les mêmes inclinaisons mutuelles, on peut énoncer les théorèmes suivants : *Dans le système cubique, toutes les lignes gardent la même direction si la température change; dans le système hexagonal ou tétragonal, ceci n'est vrai que pour les droites perpendiculaires ou parallèles à l'axe de symétrie du cristal; dans le prisme rectangle les axes thermiques et les lignes atropiques coïncident avec les axes cristallographiques.*

Cette coïncidence n'a lieu dans le système oblique que pour l'axe cristallographique perpendiculaire au plan de symétrie; enfin, dans le système anorthique, il n'y a aucune coïncidence. En 1882, M. Beckenkamp vérifia expérimentalement que, pour l'anorthite, les axes thermiques ont à 20° et à 200° les mêmes directions, mais à des températures intermédiaires ces axes changent de directions et d'inclinaisons mutuelles, la variation en direction pouvant atteindre 26°. C'est, après quelques cas plus simples, l'étude de ce cas extrême qui termine le Mémoire : l'auteur utilise les grandeurs et directions des axes cristallographiques mesurées par M. Beckenkamp. B. Élie.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

6ᵉ série. — Tome I.

Annales de Chimie et de Physique.

Février 1884.

Warren de la Rue et Hugo v. Muller. — *Recherches expérimentales sur la décharge électrique de la pile au chlorure d'argent*, p. 145.

Alfred Chervet. — *Distribution du potentiel dans les masses liquides de forme déterminée*, p. 259.

Le comte de Rumford. — *Description d'un vase thermométrique destiné à la recherche de la chaleur spécifique des liquides ainsi que des corps solides*, p. 284.

Mars 1884.

Yves Machai. — *Mémoire sur les dimensions des quantités électriques et le choix d'un système absolu d'unités dérivées*, p. 412.

Philosophical Magazine.

5ᵉ série. — Tome XVII. — Avril 1884.

Shelford Bidwell. — *Quelques expériences pour interpréter le phénomène de Hall*, p. 249,

S.-P. Thompson. — *Disposition des bobines de résistance*, p. 265.

G. Kamensky. — *Conductibilité électrique et autres propriétés des alliages d'antimoine et de cuivre*, p. 270.

Alder Wright. — *Détermination de l'affinité chimique en fonction de la force électromotrice*, p. 282.

Liveing et Dewar. — *Température des taches solaires*, p. 302.

W.-E. Ayrton et G. Perry. — *Instruments de mesures électriques à lecture directe; clef ne donnant pas d'étincelle*, p. 304.

5ᵉ série. — Tome XXVII. — Mai 1884.

B. Hasselberg. — *Sur le second spectre de l'hydrogène*, p. 329.

J.-J. Hood. — *Comparaison de l'absorption chimique des gaz et de leur diffusion*, p. 352.

J. Crool. — *Examen de la modification apportée par M. A.-R. Wallace à la théorie des changements séculaires de climat*, p. 367.

C.-R. ALDER WRIGHT et C. THOMPSON. — *Détermination de l'affinité en fonction de la force électromotrice*, p. 392.

W.-N. SHAW. — *Sur un point pratique en connexion avec la comparaison des résistances*, p. 398.

H. TOMLINSON. — *Note sur le phénomène de Hall*, p. 400.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XXI, n° 4; 1884.

G. HANSEMANN. — *Diffusion des gaz à travers une paroi poreuse*, p. 545.

G. KIRCHOFF. — *Théorie de la diffusion des gaz à travers une paroi poreuse*, p. 563.

O. ROTHER. — *Sur les mesures capillaires relatives aux solutions salines et à leurs mélanges*, p. 576.

H.-C. VOGEL. — *Remarques sur le Mémoire du Dr O. Fröhlich « Sur la mesure de la chaleur solaire »*, p. 615.

E. WARBURG. — *Sur l'électrolyse du verre solide*, p. 622.

E. COHN. — *La loi de Ohm est-elle valable pour les électrolytes?* p. 646.

A. OBERBECK. — *Sur les oscillations électriques. Actions magnétiques qu'elles exercent*, p. 672.

L. GRUNMACH. — *Mesures barométriques absolues, le vide étant garanti par les phénomènes lumineux des décharges électriques*, p. 698.

W. VOIGT. — *Pour servir à l'histoire des anneaux de Nobili et de M. Guébhard*, p. 710.

Rectifications, p. 712.

RÉSOLUTIONS DE LA CONFÉRENCE INTERNATIONALE POUR LA DÉTERMINATION DES UNITÉS ÉLECTRIQUES (¹).

1° *Unités électriques proprement dites.* — L'*ohm légal* est la résistance d'une colonne de mercure de 1 millimètre carré de section et de 106 centimètres de longueur à la température de la glace fondante.

L'*ampère* est égal à 10^{-1} unités électromagnétiques C. G. S. d'intensité.

Le *volt* est la force électromotrice qui soutient un courant d'un ampère dans une résistance égale à l'ohm légal.

Indépendamment de l'étalon primaire de résistance, représenté par une colonne de mercure, on pourra réaliser des étalons solides en maillechort, platine-argent, platine-iridium, etc., qui seront comparés fréquemment entre eux et avec l'étalon primaire.

2° *Courants terrestres et électricité atmosphérique.* — Après avoir examiné un grand nombre de statistiques qui lui ont été soumises, statistiques qui ont bien mis en relief l'efficacité des paratonnerres, la Commission a décidé qu'il y avait lieu de continuer les observations. Les résultats de ces observations seront centralisés par le Bureau télégraphique international de Berne, qui les communiquera aux États adhérents à la Conférence internationale.

3° *Détermination d'un étalon de lumière.* — L'unité de chaque lumière simple est la quantité de lumière de même espèce émise normalement par 1 centimètre carré de platine à la température de solidification.

L'unité pratique de lumière blanche est la lumière totale émise par 1 centimètre carré de platine à la température de solidification.

L'étalon de lumière permettra de fixer la valeur relative des étalons usuels : bougie, lampe Carcel, lampe Siemens, etc.

(¹) Séance du 3 mai 1884.

EXPÉRIENCES POUR LA DÉTERMINATION DE L'OHM;

PAR MM. MASCART, F. DE NERVILLE ET R. BENOIT.

Afin de répondre au programme de la Commission internationale des Unités électriques, nous avons organisé une série d'expériences comprenant tous les éléments nécessaires pour déterminer les dimensions de la colonne de mercure à zéro qui représente l'unité de résistance pratique ou la valeur de l'ohm. Nous ne pouvons donner ici qu'un rapide résumé des méthodes employées, une description sommaire des appareils et l'exposé des résultats.

La résistance absolue d'un circuit conducteur a été mesurée par le courant induit qui se développe quand on déplace ce circuit dans le champ magnétique terrestre (première méthode de Weber), ou quand on le soumet à l'action d'un courant voisin (méthode de Kirchhoff). Ces deux méthodes avaient pour nous l'avantage de présenter plusieurs caractères communs et de comporter l'emploi des mêmes instruments, de manière à se prêter à un contrôle réciproque.

Pour éliminer autant que possible les erreurs systématiques, nous avons construit 5 bobines, dont 2 étaient recouvertes de plusieurs fils distincts, et l'on a utilisé 17 combinaisons différentes, à vrai dire inégalement avantageuses.

Dans la méthode de Weber, on fait tourner brusquement d'une demi-circonférence, autour d'un axe vertical, un cadre d'abord perpendiculaire au méridien magnétique et l'on observe l'impulsion imprimée par le courant induit à l'aiguille d'un galvanomètre intercalé dans le circuit. La résistance est donnée par l'expression

$$R = 2S\frac{H}{h}g\frac{\pi}{\tau\theta}, \qquad (1)$$

dans laquelle S désigne la surface enveloppée par le fil du cadre, H et h les valeurs de la composante horizontale du champ magnétique aux points où se trouvent le cadre et le galvanomètre balis-

tique, g la constante du galvanomètre, c'est-à-dire l'action de l'unité de courant sur l'aiguille, θ l'angle d'impulsion corrigé de l'amortissement et τ la durée des oscillations infiniment petites, toutes réductions faites.

Dans la méthode de Kirchhoff, l'induction sur le cadre est produite par le changement de sens d'un courant voisin. En appelant I le courant inducteur, M le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits, et conservant aux autres lettres la même signification que plus haut, la résistance du circuit induit est

$$R = 2M\frac{Ig}{h}\frac{\pi}{\tau\theta}.$$

L'intensité I étant déterminée par la déviation α d'une boussole des tangentes dont les éléments sont h' et g', on a

$$(2) \qquad R = 2M\frac{g}{g'}\frac{h'}{h}\frac{\pi}{\tau\theta}\operatorname{tang}\alpha.$$

Pour éliminer de la formule (1) les quantités H, h et g, on a utilisé le cadre lui-même comme boussole des tangentes et fait passer un courant commun dans le cadre et dans le galvanomètre. Δ et δ étant les déviations observées et G la constante du cadre, on avait

$$\frac{H}{G}\operatorname{tang}\Delta = \frac{h}{g}\operatorname{tang}\delta$$

et, par suite,

$$(1') \qquad R = 2SG\frac{\operatorname{tang}\delta}{\operatorname{tang}\Delta}\frac{\pi}{\tau\theta}.$$

On éliminerait de même les quantités h, g, h' et g' de la formule (2) en observant les déviations δ et δ' produites par un courant commun dans le galvanomètre balistique et la boussole des tangentes, ce qui donne

$$(2') \qquad R = 2M\frac{\operatorname{tang}\delta}{\operatorname{tang}\delta'}\frac{\pi}{\tau\theta}\operatorname{tang}\alpha.$$

Les expressions (1') et (2') ne renferment plus que les données directes de l'expérience et les quantités S, G et M qui sont déterminées par les dimensions des bobines.

Les éléments S et G d'une bobine à gorge rectangulaire se dé-

duisent, par des méthodes connues, de la longueur du fil, du nombre de tours et des dimensions de la gorge.

Appelons a le rayon moyen de la bobine, n le nombre des tours de fil, $2b$ la dimension axiale et $2c$ la dimension radiale de la gorge; les constantes de la bobine ont pour expression

$$S = n\pi a^2\left(1 + \frac{1}{3}\frac{c^2}{a^2}\right),$$

$$G = \frac{2n\pi}{a\left(1 + \frac{1}{2}\frac{b^2}{a^2} - \frac{1}{3}\frac{c^2}{a^2}\right)}.$$

Le coefficient M d'induction mutuelle de deux bobines peut être calculé à l'aide des intégrales elliptiques suivant une méthode indiquée par Maxwell; mais le calcul nous a paru beaucoup plus simple par l'emploi d'une série développée suivant les puissances croissantes du rapport des rayons moyens. Soient a, n, $2b$, $2c$ les éléments définis précédemment d'une première bobine, a', n', $2b'$, $2c'$ les mêmes éléments relatifs à une seconde bobine de rayon plus petit. Posons

$$\alpha = \frac{a'^2}{a^2},$$

$$2.3.\beta = \frac{b^2}{a^2} + \frac{b'^2}{a^2} = \frac{b^2}{a^2} + \alpha\frac{b'^2}{a'^2},$$

$$2.3.\gamma = \frac{c^2}{a^2} + \frac{c'^2}{a'^2},$$

$$M_0 = \pi\frac{n^2 l'^2}{n' l}.$$

Si les quatrièmes puissances des rapports $\frac{c}{a}$, $\frac{b}{a}$, $\frac{c'}{a'}$ et $\frac{b'}{a'}$ sont négligeables, le coefficient d'induction mutuelle de ces deux bobines disposées concentriquement a pour expression

$$\begin{aligned}\frac{M}{M_0} = {} & 1 + 1.2\gamma - 1.3\beta \\ & + (1 + 3.4\gamma - 3.5\beta)\frac{3}{2(2)^2}\alpha \\ & + (1 + 5.6\gamma - 5.7\beta)\frac{3^2 5}{3(2.4)^2}\alpha^2 \\ & + (1 + 7.8\gamma - 7.9\beta)\frac{3^2 5^2 7}{4(2.4.6)^2}\alpha^3 \\ & + \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\end{aligned}$$

Cette série est toujours convergente ; comme, dans le cas actuel, le rapport x est environ égal à $\frac{1}{4}$, le terme du sixième ordre n'atteint pas $\frac{1}{10000}$.

Lorsque, dans la méthode de Weber, les différents fils des bobines multiples sont réunis en série ou en dérivation, les quantités G et S qui entrent dans la formule (1') peuvent être déduites de celles qui sont relatives aux fils distincts par la loi habituelle des courants dérivés, dont l'application est alors légitime. On calcule de la même manière le coefficient d'induction mutuelle d'une bobine à fil unique et d'une bobine à fils multiples groupés partiellement en série ou en dérivation.

Nous ne donnerons ici qu'une description sommaire des principaux appareils que nous avons employés.

Bobines. — Les bobines sont formées par des cadres en acajou à gorge rectangulaire, construits de manière à résister, autant que possible, aux déformations du bois. Elles sont au nombre de cinq, de deux grandeurs différentes.

Les deux plus grandes ont les dimensions suivantes :

	m
Rayon de la gorge...............	0,27
Hauteur radiale de la gorge.......	0,03
Largeur axiale de la gorge........	0,05

Trois autres ont des dimensions à peu près moitié moindres :

	m
Rayon de la gorge	0,14
Hauteur..........................	0,03
Largeur..........................	0,03

Le fil était recouvert de plusieurs couches de soie blanche, et son diamètre a varié suivant les cas de 1^{mm} à $0^{mm},5$.

La mesure de la longueur du fil a été faite avec des soins particuliers sous la tension même qu'il avait pendant l'enroulement. La connaissance de cette longueur, du nombre de tours et de l'épaisseur couverte permet de déterminer toutes les constantes de la bobine.

Supports à rotation. — Pour l'application de la méthode de Weber, les bobines étaient placées sur des supports permettant

de leur donner une rotation de 180° autour d'un axe vertical. A chacun des deux modèles de bobines correspond un support spécial.

Ces supports consistent, l'un et l'autre, en un trépied en bois porté sur des vis calantes et muni de deux planchettes. Entre les deux planchettes tourne un axe vertical dont la partie moyenne est formée par une sorte de grande chape dans laquelle la bobine est introduite à frottement dur. A l'intérieur de cette chape, une fois la bobine en place et fixée, on peut attacher au centre de la bobine une petite cage galvanométrique portant un aimant suspendu à un fil de cocon. Cet aimant, ordinairement immobilisé par une pince, est rendu libre chaque fois que l'on veut utiliser la bobine comme boussole des tangentes.

Un système de butoirs à ressorts, qui n'est pas le même pour les deux supports, mais dans le détail duquel il serait trop long d'entrer ici, permet de régler l'amplitude du mouvement et d'arrêter net la bobine au moment où sa course de 180° est terminée.

L'axe de rotation est muni d'un niveau à bulle d'air qui sert à régler sa verticalité. Enfin un cercle divisé sur lequel se meut un curseur solidaire avec l'axe permet de déplacer le cadre de 90° pour passer du méridien magnétique à un plan perpendiculaire et inversement.

Galvanomètres. — Nous avons fait usage de plusieurs galvanomètres différents. Deux d'entre eux sont formés de deux bobines parallèles juxtaposées dont le diamètre intérieur est de $0^m,06$ et le diamètre extérieur de $0^m,11$. Un aimant court est suspendu au centre à un fil de cocon de $0^m,30$.

Nous avons également fait usage d'une grande boussole des tangentes à deux bobines mobiles dont la sensibilité pouvait varier dans des limites considérables.

Les aimants des galvanomètres portaient des miroirs plans rectangulaires. Leurs déviations étaient mesurées au moyen d'échelles graduées en verre, éclairées par la réflexion de la lumière du ciel. Des lunettes de grandes dimensions visaient à grande distance (de 3^m à 7^m) l'image des divisions dans les miroirs plans des équipages mobiles.

La précision du pointé était de $2''$ avec les petites lunettes et de $1''$ avec la plus grande.

Bobines à induction mutuelle. — Dans la méthode de Kirchhoff on utilisait une grande bobine et une petite. On plaçait la grande sur une table et l'on réglait la petite dans une position parallèle et concentrique.

Comparaison des résistances. — Pour éliminer l'influence de la température sur les conducteurs, on avait soin de comparer la résistance du circuit induit à certaines résistances étalons.

Deux ponts de Wheatstone nous ont servi à cet effet. L'un d'eux est un pont d'Elliott du modèle dit *à cadrans*, l'autre un pont à fil de construction très soignée.

Toutes les mesures de résistances ont été rapportées à un certain nombre de résistances étalons formant une collection variée dans laquelle il était facile de trouver, pour chaque cas particulier, une combinaison dont la résistance fût très approchée de celle du circuit à comparer.

Cette série comprend :

1° 4 unités de l'Association britannique, fournies par MM. Elliot;

2° 4 unités Siemens fournies par la maison Siemens, de Berlin ;

3° 6 résistances de mercure d'une forme spéciale, que nous décrirons plus loin.

Ces divers appareils ont été installés au pavillon français, dans le parc de Trianon, que M. le Ministre de l'Instruction publique et des Beaux-Arts avait bien voulu mettre à notre disposition.

Une expérience complète, relative à la méthode de Weber, comprenait les différentes opérations suivantes :

1° Régler la position initale du cadre, en cherchant la position pour laquelle un courant dans le cadre avait une action nulle sur l'aimant suspendu en son centre;

2° Comparer aux étalons la résistance du circuit induit;

3° Observer les angles d'impulsion;

4° Déterminer la durée des oscillations de l'aiguille du galvanomètre;

5° Comparer de nouveau la résistance du circuit;

6° Comparer les constantes galvanométriques du cadre et du galvanomètre;

7° Mesurer les distances des échelles aux miroirs, surtout pour le cadre;

8° Déterminer la torsion des fils de suspension.

Une expérience relative à la méthode de Kirchhoff comprenait les opérations suivantes :

1° Centrer les cadres;

2° Comparer aux étalons la résistance du circuit;

3° Observer les angles d'impulsions et mesurer en même temps les déviations relatives au courant inducteur;

4° Déterminer la durée des oscillations de l'aiguille du galvanomètre balistique;

5° Comparer de nouveau la résistance du circuit;

6° Comparer les constantes des deux galvanomètres;

7° Mesurer les distances des deux échelles.

Nous avons fait ainsi, avec différentes combinaisons de bobines et d'après les deux méthodes, plus de cinquante séries complètes d'observations dont chacune exigeait de deux heures et demie à trois heures. La résistance du circuit étant comparée chaque fois, directement ou indirectement, à celle d'un étalon (B.A.U) de l'Association britannique, il en est résulté, comme moyenne générale,

$$B.A.U = 0^{ohm},9861.$$

Construction de colonnes de mercure. — Pour évaluer cette résistance en colonnes de mercure, on a construit quatre tubes de 1^{mmq} de section environ, et on leur a donné une longueur telle, qu'une fois pleins de mercure, ils eussent sensiblement la même résistance qu'un étalon B.A.U.

Ces tubes avaient été préalablement divisés en parties d'égale longueur et calibrés avec le plus grand soin au Bureau international des Poids et Mesures, avec l'autorisation et le bienveillant concours de M. Broch. Chacun des tubes ayant été ajusté à ses extrémités dans des vases en verre à large ouverture, on l'a rempli de mercure *dans le vide* et l'on a comparé sa résistance avec celle d'un étalon B.A.U., à la température ordinaire et dans la glace fondante.

L'expérience a montré d'ailleurs que le remplissage dans l'air n'affectait, d'une manière appréciable, ni les pesées relatives au calibrage, ni la résistance électrique.

Le terme de correction pour la résistance des extrémités, aux points où le mercure du tube communique avec celui du vase de grand diamètre, a été calculé par la formule de lord Rayleigh; on a vérifié d'ailleurs directement l'exactitude de cette formule en coupant un tube en plusieurs fragments, rattachés entre eux par des vases à large ouverture, et déterminant la variation de résistance produite par chacune des coupures.

Des mesures très concordantes sur les quatre tubes ont donné

$$1 \text{ unité mercurielle} = 0^{\text{B.A.U}},95374;$$

par suite

$$1 \text{ unité mercurielle} = 0^{\text{ohm}},9405.$$

Il en résulte que la longueur de la colonne de mercure à zéro, de 1^{mmq} de section, qui représente la valeur de l'ohm, est de $106^{\text{c}},3$.

L'expérience nous paraît montrer que la valeur de l'ohm est sûrement comprise entre $106^{\text{c}},2$ et $106^{\text{c}},4$; on peut considérer que le nombre $106^{\text{c}},3$ est exact à moins de $\frac{1}{1000}$ près.

Nous avons été amenés, dans ce travail, à étudier différents problèmes accessoires, tels que la comparaison électrique des surfaces des bobines, l'influence de la température sur la résistance du mercure et des alliages employés pour les étalons, ainsi que la construction d'un étalon en mercure. Nous croyons devoir donner encore quelques détails à propos de ces déterminations accessoires.

Comparaison des surfaces des bobines. — La valeur absolue de la surface enveloppée par le fil des bobines avait été calculée d'après la mesure de la longueur de ce fil et le nombre des tours de spire. Il était important de contrôler les nombres ainsi déterminés.

Il nous a semblé que le principe même de la méthode de Weber pour la mesure des courants induits pouvait servir à la comparaison des surfaces. Si l'on dispose d'une série de bobines de surfaces graduées, on peut les ajouter bout à bout sur un même fil en opposant leurs surfaces de manière à constituer un système dans lequel l'induction totale soit nulle quand on le fera tourner dans le champ terrestre.

L'axe du grand support permettait d'installer, en même temps que l'une des grandes bobines, les trois petites bobines, ainsi que plusieurs bobines auxiliaires formées chacune d'un tour de fil, sur un cadre de diamètre connu. A l'aide des fils multiples disposés sur deux des bobines, il était possible d'équilibrer chaque surface par une somme d'autres surfaces disposées en sens contraire. L'observateur visant dans la lunette d'un galvanomètre à l'impulsion était placé près du cadre et il pouvait à la main le déplacer de part et d'autre du méridien magnétique.

Dans une seconde série d'opérations, les cinq bobines auxiliaires ont été attachées à un axe horizontal. On utilisait ainsi la composante verticale du champ terrestre, ce qui donnait aux mesures une plus grande précision.

Le principe de la méthode de Kirchhoff permet encore de faire ces comparaisons d'une manière plus commode. Nous avons construit deux cadres formés par deux octogones réguliers dont les côtés ont 1^m de longueur. Les deux cadres ont été fixés horizontalement à la distance de 1^m, et chacun d'eux est entouré de 174 tours de fil. Les bobines étant disposées parallèlement entre elles et centrées sur l'axe des grands cadres, on les réunit les unes aux autres de manière à constituer des systèmes sur lesquels l'induction du cadre est nulle.

L'accord des comparaisons des surfaces faites par ces divers procédés avec les valeurs déduites des dimensions des bobines s'est vérifié à moins de $\frac{1}{1000}$ près.

Influence de la température sur les étalons. — Nous avons été conduits à mesurer le coefficient de variations de résistance de nos étalons. Il nous suffira d'en donner ici les résultats.

Étude de l'alliage de platine argent : expérience faite directement sur un étalon BA,

Entre 0° et 25°...... $\alpha = 0,000270$

expérience faite sur un fil fourni par la maison Elliott,

Entre 0° et 16°...... $\alpha = 0,000226$

Étude du maillechort : expérience faite sur un étalon BA,

Entre 0° et 27°...... $\alpha = 0,000272$

expérience faite sur un fil de la maison Elliott,

Entre 0° et 68°...... $\alpha = 0,000275$

La résistance apparente du mercure dans le verre peut être exprimée par la formule

$$R = R_0(1 + \alpha t + \beta t^2).$$

Les valeurs des coefficients α et β déterminés par des expériences entre 0° et 100° sont :

$$\alpha = 0,0008649,$$
$$\beta = 0,00000112.$$

Construction d'un étalon de résistance. — Des nombres donnés précédemment pour le coefficient de variation de la résistance avec la température, il résulte que ce coefficient varie dans de grandes limites, pour un métal ou un alliage donné, suivant les conditions physiques et mécaniques de ce métal. D'autre part, les formes données ordinairement aux étalons solides rendent toujours la mesure des températures difficile. Aussi, pour conserver des étalons toujours comparables à eux-mêmes, il nous a semblé que l'emploi de tubes remplis de mercure était préférable.

Ces résistances étalons consistent en tubes thermométriques de 2^m environ de longueur, repliés sur eux-mêmes, puis enroulés en hélice comme des bobines. A chaque extrémité ils sont terminés par un grand réservoir sphérique dans lequel plonge une tige de platine. Les tubes ont été remplis de mercure dans le vide. Les prises de contact se font dans de grandes masses de mercure maintenues dans un bain à la même température que le tube lui-même.

Nous croyons utile de reproduire ici la liste des nombres que les différents expérimentateurs ont présentés à la Conférence internationale des unités électriques. Le Tableau suivant donne ces nombres groupés par méthodes, d'après la liste qui a été dressée par M. A.-G. Adams pour la première Commission de la Conférence.

Années.	Observateurs.	Unité mercurielle.	B. A. U.	Colonne de mercure représentant l'ohm.	Méthodes.
		ohm	ohm	c	
1881...	Rayleigh et Schuster.	0,9436	0,9893	105,98	British Association.
1882...	Rayleigh.	0,9410	0,9865	106,28	
1882...	H. Weber.	0,9421	0,9877	106,14	
1874...	Kohlrausch.	0,9442	0,9899	105,91	Weber (induction par la Terre).
1884...	Mascart.	0,9406	0,9861	106,33	
1884...	Wiedemann.	0,9417	0,9873	106,19	
1878...	Rowland.	0,9453	0,9911	105,79	Induction voltaïque.
1882...	Glazebrook.	0,9408	0,9863	106,30	
1884...	Mascart.	0,9406	0,9861	106,33	
1884...	Fr. Weber.	0,9490	0,9949	105,33	
1884...	Roiti.	0,9443	0,9900	105,90	
1873...	Lorenz.	0,9337	0,9788	107,10	Lorenz.
1884...	Lorenz.	0,9417	0,9873	106,19	
1883...	Rayleigh.	0,9412	0,9868	106,24	
1884...	Lenz.	0,9422	0,9878	106,13	
1882...	Dorn.	0,9482	0,9941	105,46	Weber (amortissement).
1883...	Wild.	0,9462	0,9920	105,68	
1884...	F. Weber.	0,9500	0,9960	105,26	
1866...	Joule.	0,9413	0,9869	106,23	Joule.
	Moyenne......	0,9430	0,9887	106,04	

La discussion de ces résultats a nécessité la nomination d'une Sous-Commission composée en grande partie des différents expérimentateurs présents à la Conférence. Voici quelles ont été les conclusions de cette Sous-Commission :

« La Sous-Commission a examiné les différents travaux relatifs à la détermination de l'ohm, en les classant, soit par ordre de date, soit d'après les méthodes d'observation. Il eût été sans doute très utile de discuter la valeur des méthodes et les détails des expériences, mais on n'a pas tardé à reconnaître que cette discussion présentait les plus grandes difficultés si l'on voulait aboutir à rallier tous les suffrages.

» Il s'est trouvé que la moyenne des résultats classés de diverses manières était voisine de 106^c.

» La Sous-Commission s'est arrêtée à cette valeur, non pas à cause du résultat moyen des observations, ni parce qu'elle la considérait comme la plus probable, mais surtout parce que les trois premiers

chiffres qui représentent la longueur de la colonne mercurielle sont acceptés par tout le monde et paraissent avoir toutes les garanties d'exactitude. Quelques membres pensaient que ce nombre est trop élevé, plusieurs autres étaient d'avis qu'il est sensiblement trop bas, mais sans pouvoir donner de leur opinion une preuve tout à fait démonstrative. Dans tous les cas, l'erreur commise est sûrement faible, de quelques unités seulement du quatrième chiffre et sans importance pour la pratique. La nécessité de donner à l'industrie une solution qu'elle réclame avec quelque impatience a paru assez grave pour qu'on ne crût pas devoir la retarder davantage. Les recherches scientifiques absolues ne seront en aucune façon compromises par la différence qui existe entre la valeur théorique de l'ohm et le chiffre admis pour l'unité pratique ([1]). »

En conséquence, la proposition présentée par la Commission à la Conférence a été celle-ci : L'*ohm légal est la résistance d'une colonne de mercure de* 1^{mmq} *de section et de* 106^{c} *de longueur à la température de la glace fondante.*

La Conférence a voté à l'unanimité cette définition de l'ohm légal.

SUR L'ÉTALON ABSOLU DE LUMIÈRE ;

PAR M. J. VIOLLE.

L'étude de la radiation émise par l'argent fondu ([2]) avait essentiellement pour but de vérifier le principe de la méthode qui consiste à prendre comme étalon de lumière un métal à son point de fusion, suivant l'idée que j'avais formulée au Congrès international des électriciens en 1881.

Ces recherches préliminaires ayant établi la constance du rayonnement pendant toute la durée de la solidification, j'ai pu aborder avec sûreté la réalisation de l'étalon absolu.

([1]) Extrait du Rapport présenté à la seconde séance de la Conférence internationale des unités électriques, par M. Mascart, Président et Rapporteur de la Sous-Commission.

([2]) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 366; 1883.

Si l'argent convient parfaitement pour des expériences de laboratoire, soit comme source directe, soit plutôt comme repère à côté d'une source usuelle (lampe à pétrole, par exemple), seul parmi les métaux usuels, le platine présente l'inaltérabilité et l'éclat que doit offrir l'étalon prototype.

I. — Définition et réalisation de l'unité absolue.

Je prends comme unité absolue de lumière *la radiation émise par une surface d'un centimètre carré de platine fondu à la température de solidification.*

Réalisation pratique. — Pour réaliser exactement les conditions de la définition, il est nécessaire d'observer certaines précautions qui doivent être indiquées.

La première condition est d'avoir du platine parfaitement pur; car non seulement la présence de corps étrangers pourrait altérer la température de fusion, mais encore et surtout une trace de métal oxydable amènerait à la surface du bain la formation d'un voile qui compromettrait les mesures. Heureusement, cette pureté indispensable n'est pas très difficile à obtenir et se conserve aisément, les opérations répétées, auxquelles on soumettra une même masse de platine, ne pouvant guère y introduire que des corps dont l'opération même de la fonte débarrasse à peu près complètement le métal à chaque fusion. Dans toutes les expériences rapportées plus loin, j'ai eu à ma disposition du platine irréprochable, que m'avait obligeamment fourni M. Matthey, et dont M. Debray avait bien voulu contrôler lui-même la purification.

La chaux étant encore aujourd'hui le seul corps dans lequel on puisse pratiquement fondre le platine, j'ai employé exclusivement l'appareil de MM. H. Sainte-Claire Deville et Debray. Avec du platine pur, la surface du bain se présente toujours parfaitement nette et brillante ([1]).

Afin de limiter la surface éclairante, je fais usage d'un dia-

---

([1]) Si, par accident, quelque poussière ou fragment de chaux vient la souiller, on l'ôte aisément avec un morceau de terre réfractaire ou de platine, qui, se ramollissant au voisinage du bain, permet de saisir et d'enlever le corps étranger.

phragme, constitué par une sorte de boîte en platine, à l'intérieur de laquelle passe de l'eau froide, et percé d'une ouverture rectangulaire de dimension déterminée. Il suffit de modifier cette ouverture pour obtenir tel multiple ou sous-multiple de l'unité que l'on désire ([1]).

Le diaphragme est noirci en entier et particulièrement sur sa face inférieure, de manière à éviter toute réflexion de lumière vers le platine.

Pour le même objet, le creuset est rempli à pleins bords, et la paroi antérieure du couvercle vient affleurer la surface du métal, laissant juste sur les coins une étroite ouverture destinée au passage des gaz.

Il est indispensable enfin, par un système d'écrans convenablement appropriés, de supprimer tous rayons autres que ceux qui sortent par l'ouverture du diaphragme.

Le métal étant bien fondu (ce qui n'offre aucune difficulté), on recule le couvercle de façon à découvrir à peu près la moitié du bain. On place le diaphragme au-dessus, à faible distance (le courant d'eau froide empêche tout échauffement appréciable de la boîte métallique).

La mesure photométrique devant être prise à l'instant de la solidification, l'opération se fait comme il suit : on supprime les gaz et on laisse le métal liquide se refroidir librement; l'intensité lumineuse diminue d'abord rapidement, puis de moins en moins vite, devient ensuite stationnaire, pour reprendre enfin, quelques instants plus tard et après un *éclair,* une marche de nouveau décroissante; de sorte que le moment de la mesure se trouve ainsi bien déterminé. Si l'on tient à se donner plus de temps pour les observations, au lieu d'arrêter complètement les gaz, on en modérera l'arrivée de façon à prolonger autant que l'on désirera la solidification, une flamme très courte suffisant à maintenir le platine au point voulu sans altérer sensiblement la lumière émise. Mais le premier procédé a paru le plus facile à tous ceux qui ont répété mes expériences; car, après deux ou trois épreuves, l'opérateur,

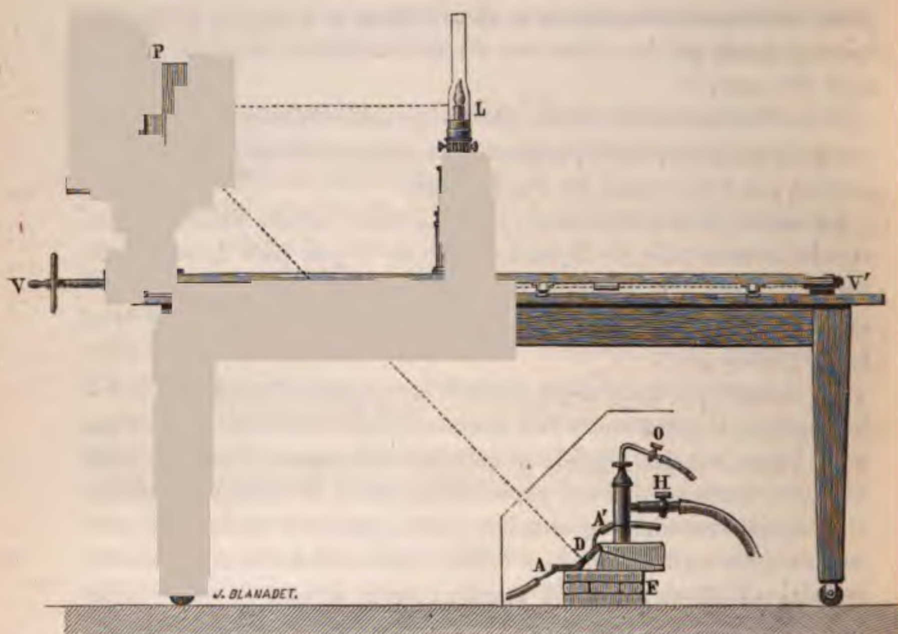
([1]) M. Clément, qui m'a assisté avec beaucoup de zèle dans toutes ces expériences, m'a construit très habilement plusieurs diaphragmes en platine pur, soudés à la soudure autogène.

sans voir le platine, a parfaitement conscience de l'instant exact où il doit arrêter la mesure photométrique.

II. — Étalonnage de la lampe Carcel normale.

La lampe Carcel, type Dumas et Regnault, ayant été recom-

Fig. 1.



mandée par la Conférence comme étalon secondaire usuel, j'ai dû chercher en premier lieu à établir la valeur de cette lampe relativement à mon étalon prototype.

L'étalonnage de la lampe Carcel a été fait d'après deux méthodes différentes :

1° Par comparaison avec la radiation directe émanant du platine sous l'angle de 45°;

2° Par comparaison avec la radiation émise normalement par le platine et réfléchie horizontalement sur un miroir à 45°.

1° *Comparaison de la lampe Carcel avec la lumière émise par le platine sous l'angle de 45°.* — J'ai employé le photomètre Rumford construit par MM. Sautter et Lemonnier pour le service des phares. Sur l'une des moitiés de l'écran translucide tombe la lumière de la lampe-unité placée sur un chariot que l'opérateur peut, au moyen d'une vis sans fin, avancer ou reculer, de façon à égaliser l'éclairement de la lampe avec celui de l'étalon. La deuxième moitié de l'écran reçoit sous l'angle de 45° la lumière émanant du platine sous ce même angle.

Par ce premier procédé on a trouvé, pour la valeur de la lampe Carcel normale C,

$$C = \frac{1}{2,118}.$$

2° *Comparaison de la lampe Carcel avec la lumière émise normalement par le platine et réfléchie sur un miroir à 45°.* — J'ai effectué par ce procédé deux groupes d'expériences.

A. Dans le premier groupe on a encore employé le photomètre de MM. Sautter et Lemonnier, en disposant le bain sur le support à miroir joint à cet appareil en vue des mesures de foyers électriques sous divers angles.

On a opéré avec deux diaphragmes, dont les ouvertures respectives étaient 3^{cq} et 6^{cq}.

La moyenne de deux séries de mesures dans le premier cas fut

$$C = \frac{1}{2,079}.$$

Dans le deuxième cas, deux séries ont donné

$$C = \frac{1}{2,077}.$$

B. Les expériences du deuxième groupe ont été exécutées avec l'appareil construit par M. Deleuil (*fig.* 2) pour la vérification du pouvoir éclairant du gaz à Paris. Le photomètre est celui de Foucault. La lampe Carcel était la lampe n° 1 du Bureau central d'essai : elle a été obligeamment mise à ma disposition par M. Le Blanc, qui a bien voulu assister aux expériences et veiller aux mesures. La manipulation de la lampe et les lectures photométriques ont été confiées à l'un des vérificateurs municipaux, M. Coupaye.

J'ai pu ainsi m'occuper uniquement du bain de platine. Ces me-

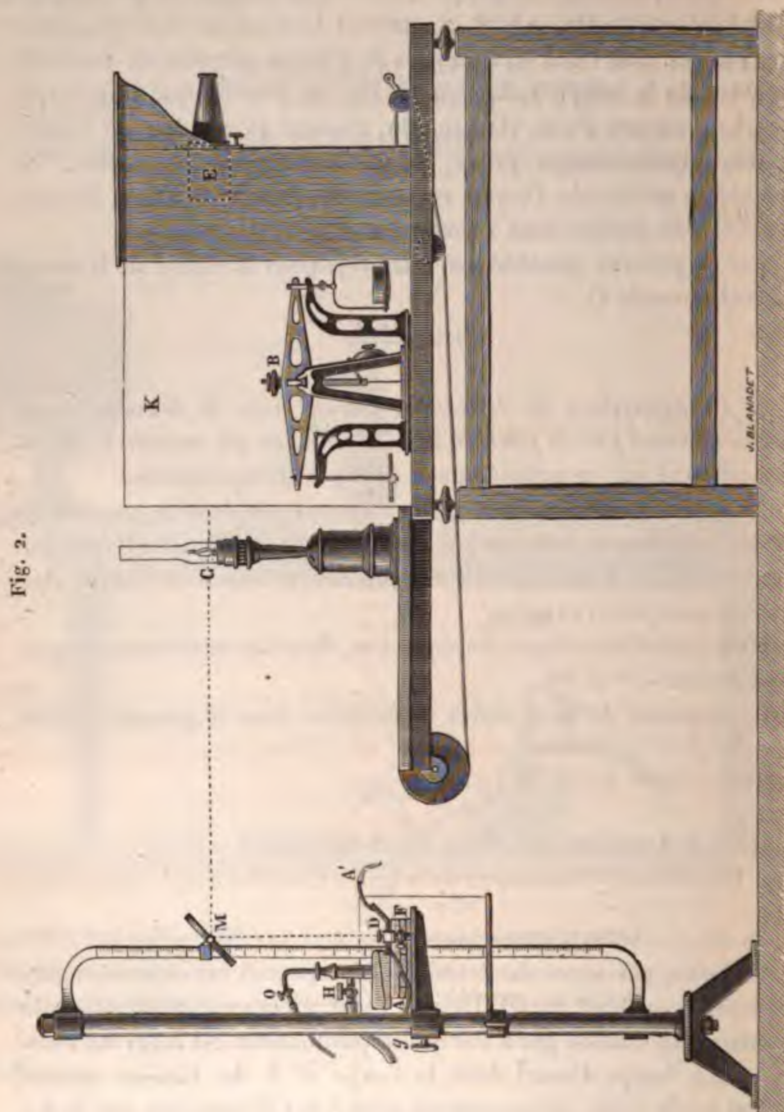


Fig. 2.

sures offrent donc un caractère de garantie tout spécial. Deux séries furent effectuées.

Voici, par exemple, les résultats de la deuxième série.

En appelant

S la surface utile du platine;
D la distance de cette surface au photomètre;
d la distance de la lampe au photomètre;
p le poids d'huile brûlée par la lampe en une heure;
r le pouvoir réflecteur du miroir,

on eut

$$S = 3^{cq},96,$$
$$D = 3204^{mm},$$
$$d = 1246^{mm},$$
$$p = 43^{gr},4,$$
$$\frac{1}{r} = 1,204,$$

les valeurs observées pour *d* ayant été

	1252
	1238
	1252
	1241
	1248
Moyenne...	1246

d'où

$$C = \frac{1}{2,077} \text{ (1)}.$$

La première série ayant fourni un résultat identique, la moyenne de ces deux séries est

$$C = \frac{1}{2,077}.$$

En résumé, l'étalonnage de la lampe Carcel normale nous a donné :

Premier procédé (1 série)...............	$\frac{1}{2,118}$
Deuxième procédé : 1° A (2 séries)......	$\frac{1}{2,079}$
» B (2 séries)......	$\frac{1}{2,077}$
» 2° (2 séries)........	$\frac{1}{2,077}$

(1) Le rayonnement de la surface $3^{cq},96$ de platine, après réflexion sur le miroir, est donc 6,832 C.

La moyenne des sept séries est, par conséquent,

$$C = \frac{1}{2,08}.$$

Si nous admettons que la flamme de la lampe Carcel a normalement 35^{mm} de hauteur sur 15^{mm} de large, soit 5^{cq},25, une surface égale de platine fondant émettrait une lumière de $5,25 \times 2,08$ ou 10,92 carcels. *L'intensité intrinsèque de notre étalon est donc, à très peu près,* 11 *fois celle de la lampe Carcel.*

III. — Expériences sur les foyers électriques.

Les expériences sur les foyers électriques ont été faites au laboratoire de l'Association pour l'étude de l'Électricité, dont l'ingénieur, M. Monnier, m'a prêté l'aide la plus empressée, en dirigeant les mesures électriques et en vérifiant fréquemment les observations photométriques.

J'ai opéré successivement sur des lampes à arc, des bougies et des lampes à incandescence.

En ce qui concerne les deux premières sortes de foyers, je ne rapporterai aucun résultat numérique, les expériences ayant eu pour but, non de déterminer l'intensité de ces foyers, mais d'étudier la valeur pratique du nouvel étalon : à ce point de vue, elles ont été complètement satisfaisantes.

J'entrerai, au contraire, dans quelques détails sur les expériences avec les lampes à incandescence, dont la constance et la couleur rendent la comparaison avec mon étalon très facile et très sûre.

Pour effectuer cette comparaison, on s'est servi d'un photomètre Bunsen, que l'on pouvait déplacer entre les deux sources, séparées l'une de l'autre par une distance horizontale de 4^{m}. Les rayons émis verticalement par le platine étant rabattus horizontalement au moyen d'un miroir à 45°, la distance effective totale était de 4^{m},50 environ. Elle a été déterminée chaque fois exactement : nous la désignerons par Δ; nous appellerons toujours D la distance du platine au photomètre.

La lampe à incandescence (système Swan) était alimentée par une batterie de trente accumulateurs de Kabath. Une boîte de

résistance intercalée dans le circuit permettait de faire varier le régime. Toutes les minutes, un observateur notait l'intensité i du courant et la chute de potentiel e entre les bornes de la lampe. Il suffisait donc de relever l'instant de chaque mesure photométrique pour connaître le régime correspondant de la lampe et, par suite, son pouvoir éclairant E en carcels. Des expériences spéciales effectuées au commencement et à la fin de chaque séance ayant établi ce pouvoir éclairant pour différentes valeurs de ie, une interpolation par exponentielle ([1]) donnait les valeurs de E correspondant aux valeurs intermédiaires de ie, indépendamment de toute variation de la carcel.

Dans une première séance, trois observateurs différents ont fait chacun six mesures. Des dix-huit déterminations ainsi obtenues, on peut déduire autant de valeurs de l'expression $\frac{ED^2}{(\Delta - D)^2}$, représentant l'intensité, en carcels, de la lumière que réfléchit le miroir placé au-dessus du platine. Relativement aux observateurs, ces valeurs se partagent en trois groupes, dont les moyennes respectives sont :

G	7,018
M	7,016
V	7,035
Moyenne...	7,023

Relativement au régime de la lampe, elles se divisent encore en trois groupes :

i.	e.	ie.	E.	D.	$\frac{D^2}{(\Delta - D)^2}$.	$\frac{ED^2}{(\Delta - D)^2}$.	
0,88	48,2	42,4	1,64	3060	4,275	7,011	(7 exp.)
»	48,5	42,7	1,75	3033	4,067	7,066	(3 »)
»	48,4	42,6	1,71	3040	4,108	7,023	(8 »)
					Moyenne.....	7,023	

Dans une deuxième séance, on fit varier beaucoup plus le régime de la lampe; le Tableau suivant résume les observations.

([1]) Pour faire cette interpolation, on posait $E = k(ie)^n$, k étant un coefficient constant et n un exposant, dont on déterminait chaque fois la valeur exacte d'après les expériences mêmes.

$i.$	$e.$	$ie.$	E.	D.	$\frac{D^2}{(\Delta - D)^2}$.	$\frac{ED^2}{(\Delta - D)^2}$.	
0,86	47,7	41	1,35	3140	5,177	6,989	(3 exp.)
»	47,9	41,2	1,37	3130	5,071	6,947	(2 »)
»	48	41,3	1,38	3130	5,071	6,998	(2 »)
0,89	49,3	43,9	1,70	3030	4,135	7,029	(3 »)
0,90	49,5	44,6	1,80	2995	3,857	6,943	(2 »)
					Moyenne.....	6,986	

Les mesures photométriques s'accordent bien avec les mesures électriques.

La moyenne générale des valeurs de $\frac{ED^2}{(\Delta - D)^2}$ résultant de ces expériences est 7,008. La lampe Carcel, qui a servi aux mesures de E, valant seulement 0,968 de la lampe Carcel normale C, l'intensité de la lumière émise par le platine à travers l'ouverture de $3^{cq},96$ serait ainsi, après réflexion sur le miroir, 6,804 C; il en résulterait

$$C = \frac{1}{2,069},$$

valeur remarquablement concordante avec celle que nous avons obtenue directement.

En résumé, le platine fondu à son point de solidification remplit toutes les conditions que l'on doit exiger d'un étalon absolu de lumière : il met en jeu un phénomène physique parfaitement défini et constant; il présente le même éclat en tous les points de sa surface, et, par la qualité comme par l'intensité de sa radiation, il constitue un terme de comparaison pratique avec les étalons usuels, soit que l'on se contente d'une évaluation de l'intensité totale, soit que l'on procède rigoureusement à la mesure de la quantité de lumière correspondant à chacune des régions du spectre.

Prenant en considération l'ensemble de ces faits, la Conférence internationale des unités électriques a pris la résolution suivante :

L'unité de chaque lumière simple est la quantité de lumière de même espèce émise en direction normale par un centimètre carré de surface de platine fondu, à la température de solidification.

L'unité pratique de lumière blanche est la quantité de lumière émise normalement par la même source.

INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LES INDICES DE RÉFRACTION DU QUARTZ;

PAR M. H. DUFET.

Les expériences ont porté sur la variation de la double réfraction, mesurée par le déplacement des franges de Fizeau et Foucault, et sur celle des deux indices, mesurée par le déplacement des franges de Talbot : j'ai obtenu ainsi une vérification précieuse des mesures.

Le quartz qui a servi aux expériences m'a été prêté obligeamment par M. Broch, directeur du Bureau international des Poids et Mesures. Ce quartz a servi aux expériences de M. R. Benoît sur les coefficients de dilatation du quartz; son épaisseur est de $14^{mm},070$ dans le sens de l'axe, et de $14^{mm},614$ dans le sens perpendiculaire. Je dirai, une fois pour toutes, que j'ai pris pour les indices les valeurs données par M. Mascart :

$$E(\text{indice extraordinaire}) = 1,55338,$$
$$O(\text{indice ordinaire}) = 1,54423,$$

et, pour les coefficients de dilatation, les valeurs résultant du travail encore inédit de M. R. Benoît, que ce dernier a bien voulu me communiquer,

$$\mu_1 = 0,0000071102 + 0,0000000171 2t$$

(dans la direction parallèle à l'axe);

$$\mu_2 = 0,000131615 + 0,0000000 2526t$$

(dans la direction perpendiculaire à l'axe), λ_D étant pris égal à $0^{mm},0005892$.

I. — *Variation de la double réfraction.*

Le quartz est placé au centre d'une étuve de Gay-Lussac, portant deux ouvertures fermées par des glaces à faces parallèles; la fente d'un collimateur reçoit, au moyen d'un petit prisme à réflexion totale, la lumière d'un bec Bunsen à sel marin, et directement celle d'une lampe à pétrole; cette dernière seulement est

polarisée dans l'azimut 45°. Le faisceau parallèle, émané du collimateur, traverse le quartz, deux prismes de flint et est reçu dans la lunette d'un théodolite de Gambey donnant les 5″. Cette lunette porte intérieurement un nicol croisé avec le polariseur.

On peut alors mesurer l'écartement des deux franges, qui comprennent entre elles une des raies D et leur distance à cette raie. Dans les conditions de l'expérience, l'écartement de deux franges consécutives est environ de 2′; les angles sont mesurés par 7 ou 8 séries de 10 répétitions, donnant des valeurs qui ne diffèrent entre elles que de 1″ à 2″. On obtient donc ainsi le retard correspondant à l'une des raies D avec une approximation de $\frac{1}{50}$ de frange environ. De ces mesures, faites à deux températures différentes, on déduira facilement la variation de la double réfraction.

La température est mesurée par un thermomètre divisé de 0 à 100 en cinquièmes de degré, dont le calibrage a été refait et dont l'intervalle fondamental a été déterminé à diverses reprises. Après chaque série, on a soin de mesurer le déplacement du zéro, et les nombres lus sont corrigés de l'erreur provenant de la portion de tige qui dépasse l'étuve.

L'étuve porte un régulateur de température, placé entre les deux fonds immédiatement au-dessus du foyer, du système perfectionné par M. R. Benoît, et décrit par lui dans ce Journal [1]. Ce régulateur contient un mélange d'éther et d'esprit-de-bois et permet d'obtenir pendant plusieurs heures une température comprise entre 35° et 80°, avec une telle constance que le thermomètre placé au centre de l'étuve ne varie pas pendant ce temps de $\frac{1}{50}$ de degré.

On voit donc que la température du quartz et le déplacement des franges sont aussi bien connus que possible. Quand on chauffe, les franges se déplacent du rouge vers le vert, montrant que la double réfraction diminue. Soit p le nombre de franges et de fractions de frange qui passent pour un échauffement de t à t' degrés. En appelant μ_2 le coefficient de dilatation du quartz à la température moyenne $\frac{t'+t}{2}$ et en posant pour la différence des

[1] *Journal de Physique*, 1re série, t. VIII, p. 346.

deux indices

$$E - O = (E_0 - O_0) - \alpha t - \beta t^2,$$

on a, pour la valeur du retard,

$$e[1 + \mu_2(t' - t)](E_0 - O_0 - \alpha t' - \beta t'^2) = k\lambda,$$
$$e(E_0 - O_0 - \alpha t - \beta t^2) = (k + p)\lambda,$$

et, en éliminant k et négligeant le terme en $\mu_2 \beta$,

$$(1 + \mu_2 t')\alpha + \beta(t' + t) = \frac{p\lambda}{e(t' - t)} + \mu_2(E_0 - O_0).$$

Au moyen de quinze équations de cette forme répondant à des températures comprises entre 4° et 99°, j'ai obtenu, par la méthode des moindres carrés, les valeurs suivantes :

$$\alpha = 0,0000009724,$$
$$\beta = 0,0000000001616,$$

ce qui donne, pour la dérivée de la différence d'indices,

$$-\frac{d(E - O)}{dt} = 0,0000009724 + 0,0000000003232\,t.$$

L'erreur moyenne des résultats calculés et comparés à l'observation est 0,0000000145. On en déduit, pour l'erreur probable de α, $\frac{1}{125}$, et pour celle de β, $\frac{1}{45}$ environ.

II. — *Variation des deux indices.*

En recevant sur le collimateur la lumière d'un bec Terquem [1] à sel marin, on obtient un faisceau parallèle dont la moitié traverse le quartz placé dans l'étuve, et la seconde moitié un quartz extérieur, parallèle à l'axe et dont l'épaisseur est de $14^{mm},34$. En plaçant après les prismes une fente de largeur convenable et un nicol qui laisse passer le rayon ordinaire ou le rayon extraordinaire, on aperçoit sur la raie D les franges de Talbot. Si la raie D répond à une frange brillante, elle apparaît bordée extérieurement de deux franges brillantes très fines; si elle répond à une frange obscure, elle se dédouble en deux raies brillantes d'égale inten-

(1) *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 119.

sité. En faisant varier lentement la température de l'étuve, on voit les franges se déformer, et l'on peut saisir avec une exactitude suffisante le moment où les franges extérieures ou les deux raies sont égales. Le retard a augmenté ou diminué d'une longueur d'onde quand, en partant d'une apparence donnée de la raie D, on retrouve par un changement de température le même état.

On voit qu'on peut opérer de trois manières différentes : en plaçant le quartz chauffé de manière que son axe soit perpendiculaire aux rayons incidents et en le mettant du côté de l'arête du prisme; puisque son épaisseur ($14^{mm},614$) est plus grande que celle du quartz de compensation, on obtient les franges dues soit à l'indice extraordinaire, soit à l'indice ordinaire. Dans ces deux cas, lorsqu'on chauffe, le retard diminue, ce qui prouve que l'effet de la diminution d'indice l'emporte sur celui de l'augmentation d'épaisseur. On peut aussi disposer le quartz chauffé de manière que son axe soit parallèle aux rayons; on le met alors du côté de la base des prismes. On obtient ainsi la variation de l'indice ordinaire; ici encore, le retard diminue, ce qui prouve, à cause de la position différente des quartz, que l'effet de l'augmentation d'épaisseur l'emporte sur celui de la diminution d'indice.

Les températures sont déterminées, celle du quartz chauffé, par le thermomètre étalon placé dans l'étuve, celle du quartz de compensation, par un petit thermomètre placé très près de lui et divisé en dixièmes de degré. Les observations, dans chacun des cas précédemment énumérés, peuvent se faire de deux manières :

1° Par le déplacement du quartz de compensation, on fait coïncider, à la température ordinaire et aussi exactement que possible, la raie D avec une frange obscure ou brillante, puis on relève ou abaisse progressivement le régulateur jusqu'à ce qu'il passe une ou plusieurs franges. On note les températures de l'étuve et du quartz de compensation.

2° On chauffe l'étuve à 100° pendant une heure ou deux, puis on la laisse se refroidir, en notant les températures qui correspondent aux divers aspects des franges; on a ainsi les différences de température correspondant à une augmentation ou une diminution de retard égale à λ. Il y a lieu, dans ce cas, de faire subir aux températures lues une correction importante; on ne peut

croire, en effet, que la température du quartz soit égale à chaque instant à celle du thermomètre. Voici comment je crois pouvoir lever cette difficulté. Les expériences que j'ai rapportées précédemment, relatives au déplacement des franges de Fizeau et Foucault, donnent le déplacement en fonction de la température du quartz; en laissant refroidir l'étuve à partir de 100° et notant de minute en minute le déplacement des franges et la température marquée par le thermomètre, on en peut déduire la différence entre la température du quartz et celle de l'étuve, et, par conséquent, déterminer la correction qu'il faut faire subir aux températures lues. La différence entre les deux températures peut, d'après mes expériences, atteindre 3°,2. Une circonstance particulière permet de s'assurer si la correction est suffisante; c'est qu'une erreur sur la température affecterait en signe contraire les résultats relatifs à l'indice ordinaire, suivant qu'ils sont obtenus avec le quartz perpendiculaire à l'axe ou avec le quartz parallèle, puisque, dans ces deux cas, le déplacement des franges a lieu dans un sens opposé.

Je me bornerai à établir les formules dans ce second cas, celles du premier s'en déduisant sans difficulté.

Soit p le nombre de franges déplacées, p étant positif ou négatif suivant que le retard croît ou décroît pour une élévation de température; soient t' et t les températures calculées du quartz chauffé, t'_1 et t_1 celles de l'étuve, θ' et θ celles du quartz de compensation et de l'air ambiant, e et ε les épaisseurs des deux quartz, μ_1 et μ_2 leurs coefficients de dilatation pour leurs températures moyennes $\frac{t'+t}{2}$ et $\frac{\theta'+\theta}{2}$; soient enfin

$$n = n_0 - xt - yt^2$$

l'indice du quartz,

$$a = a_0 - \alpha t$$

l'indice de l'air; on obtient, pour les retards, les équations

$$e(n_0 - xt - yt^2 - a_0 + \alpha t_1) - \varepsilon(n_0 - x\theta - y\theta^2 - a_0 + \alpha\theta) = k\lambda,$$

$$e[1+\mu_1(t'-t)](n_0 - xt' - yt'^2 - a_0 + \alpha t'_1) - \varepsilon[1+\mu_2(\theta'-\theta)](n_0 - x\theta' - y\theta'^2 - a_0 + \alpha\theta') = (k+p)\lambda.$$

On élimine k entre ces équations, en remarquant que ε peut être

pris égal à e et que les termes du troisième degré sont négligeables. On a

$$(x-\alpha)[t'-t-(\theta'-\theta)+\mu_1 t'(t'-t)]+y[t'^2-t^2-(\theta'^2-\theta^2)]$$
$$=(n_0-a_0)[\mu_1(t'-t)-\mu_2(\theta'-\theta)]+\alpha[t'_1-t_1-(t'-t)]-\frac{p\lambda}{e}.$$

Les équations de cette forme, relatives soit à l'indice ordinaire, soit à l'indice extraordinaire, ont été calculées par la méthode des moindres carrés. Pour l'indice extraordinaire, seize équations ont donné

$$x-\alpha=0{,}0000061 5265,$$
$$\beta=0{,}0000000056815,$$

avec une erreur moyenne égale à 0,0000000828.

Pour l'indice ordinaire, dix-huit équations obtenues avec plaque parallèle à l'axe et sept avec plaque perpendiculaire ont donné

$$x-\alpha=0{,}0000051479,$$
$$\beta=0{,}0000000043 83,$$

avec une erreur moyenne de 0,0000000801.

Dans la résolution numérique des équations précédentes, j'ai admis pour l'indice de l'air les résultats qui m'ont été communiqués par M. R. Benoît, d'où il ressort que cet indice peut être, avec une grande exactitude, représenté par la formule

$$1{,}0002921-0{,}000001071\,t.$$

III. — *Résultats.*

Les expériences précédentes conduisent, pour la dérivée de l'indice par rapport à la température, aux valeurs suivantes :

$$(1)\qquad -\frac{d(\mathrm{E}-\mathrm{O})}{dt}=0{,}000000972+0{,}000000000323\,t,$$

$$(2)\qquad \frac{d\mathrm{E}}{dt}=0{,}0000072 24+0{,}000000001136\,t,$$

$$(3)\qquad -\frac{d\mathrm{O}}{dt}=0{,}000006199+0{,}00000000877\,t.$$

La concordance entre ces diverses séries est satisfaisante, comme

on peut le voir par le Tableau suivant, où les résultats sont exprimés en unités du neuvième ordre décimal :

Température.	$-\frac{dE}{dt}$.	$-\frac{dO}{dt}$.	$-\frac{d(E-O)}{dt}$ calculé.	$-\frac{d(E-O)}{dt}$ déduit de (1).
0°.......	7224	6199	1025	972
20.......	7451	6374	1077	1037
40.......	7678	6550	1128	1102
60.......	7905	6724	1181	1166
80.......	8133	6900	1233	1231
100.......	8360	7076	1284	1296

Pour obtenir les valeurs définitives, je tire de (1) et (3) la valeur de $\frac{dE}{dt}$ et je la combine avec celle qui est donnée par (2), en attribuant à chaque équation un poids inversement proportionnel à l'erreur moyenne de chacune d'elles ; de même pour $-\frac{dO}{dt}$. J'obtiens ainsi

$$-\frac{dE}{dt} = 0{,}00000720 + 0{,}0000000117\,t,$$

$$-\frac{dO}{dt} = 0{,}00000622 + 0{,}0000000085\,t.$$

Ces nombres sont notablement plus élevés que ceux qui résultent des expériences de M. Fizeau [1]. La divergence est surtout sensible pour les plaques épaisses et les températures élevées. Pour les plaques plus minces, il y a très sensiblement accord [2].

---

(1) *Recherches sur la dilatation et la double réfraction du cristal de roche échauffé*, par M. H. Fizeau (*Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. II, p. 143).

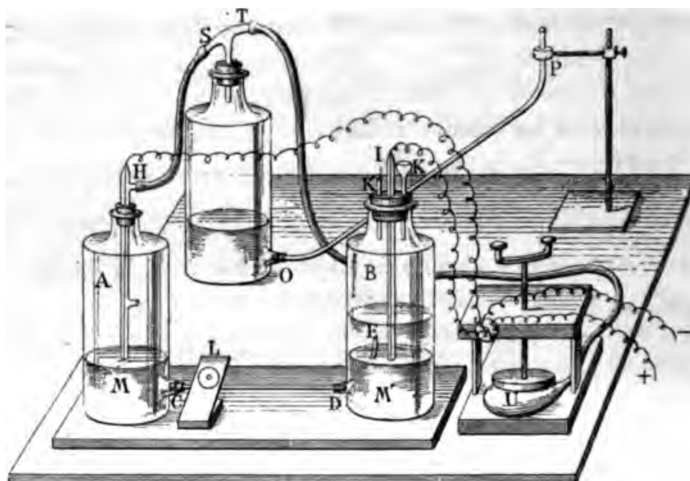
(2) Je dois, en terminant, remercier particulièrement M. R. Benoît, Directeur adjoint du Bureau international des Poids et Mesures, pour les nombres encore inédits qu'il a bien voulu me communiquer et qui m'ont permis de compléter, autant que j'ai pu, ses déterminations si précises des constantes du cristal de roche.

DESCRIPTION D'UN ÉLECTROMÈTRE CAPILLAIRE A TUBE CONIQUE HORIZONTAL;

PAR M. ALFRED CHERVET (¹).

L'appareil consiste en deux flacons A et B (*fig.* 1), reliés laté-

Fig. 1.



ralement par un tube à thermomètre CDE, dont le réservoir a été coupé, qui a été effilé et recourbé en E.

Les deux parties cylindriques CF et GD (*fig.* 2) sont raccordées

Fig. 2.



par une surface FG que l'on peut considérer comme l'enveloppe de plusieurs cônes dont l'angle α varie d'une manière continue, passe

(¹) Voir *Comptes rendus*, 17 septembre 1883; *Annales de Chimie et de Physique*, février 1884, p. 256.

par un maximum au point F', et devient nul en G. C'est entre F' et G, en un point qu'une étude de l'appareil fera connaître, qu'on fixe un repère R. Le bouchon de liège D est préservé par le mercure M' de tout contact avec l'eau acidulée du flacon B; celle-ci contient le dixième de son volume d'acide sulfurique. Deux fils de platine H, I, scellés dans des tubes de verre, mettent les masses mercurielles M et M' en communication avec les bornes (1) et (2) d'un commutateur, qui sont habituellement reliées métalliquement par un levier. Le tube CD contient du mercure de C en R; de l'eau acidulée de R en E; et le ménisque s'arrête normalement au repère quand on fait communiquer les fils H et I par un conducteur métallique.

Supposons la borne (3) en communication avec une source d'électricité positive, et la borne (1) avec une source d'électricité négative, la différence des potentiels étant inférieure à 2 volts : si l'on tourne le levier d'un quart de cercle vers la droite, le ménisque se déplace du côté du flacon A; on le ramène au repère au moyen du compresseur U, et le manomètre à eau OP donne la valeur de la pression compensatrice p. Pour s'assurer que le ménisque revient au point de repère, on place l'œil derrière l'œilleton d'une loupe L. Pendant cette opération, il faut couvrir d'un écran le flacon A pour éviter les variations de température, et par suite de la pression de gaz de A, dues au voisinage de l'observateur.

Une table de graduation donne la force électromotrice ou la différence de potentiel correspondant à la pression.

Pour graduer l'instrument, on intercale 1 élément Daniell entre les bornes (3) et (1) du commutateur; soit p_0 la pression qui ramène le ménisque au repère. D'après la Table donnée par M. Lippmann (1), la dépression capillaire étant 750^{mm}, la force électromotrice d'un Daniell est compensée par 353^{mm}. Soit V une différence de potentiel, compensée par P^{mm}, d'après la Table de M. Lippmann; à l'électromètre que l'on veut graduer, elle sera compensée par une pression p, telle que

$$\frac{p}{p_0} = \frac{P}{353}.$$

L'appareil est donc gradué par la seule mesure p_0.

(1) LIPPMANN, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5e série, t. V, p. 507.

La sensibilité est extrême. Soient a la dépression capillaire, qui est constante, r le rayon du tube au repère, et α l'angle du cône en ce point. On aura

$$a = \frac{A}{r}.$$

A dépend de la différence de potentiel V intercalée entre les masses mercurielles. Si V augmente de $0^D,001$, A croît de $\frac{1}{750}$ de sa valeur, et par suite r augmente de $\frac{r}{750}$. Soit Δ le déplacement du ménisque, on aura

$$\Delta . \sin\alpha = \frac{r}{750}.$$

Si $a = 0^m,01$, $r = 0^{mm},45$; pour que Δ soit visible à l'œil nu, $\Delta = 0^{mm},2$; alors $\alpha = 10'$ environ. Si la loupe grossit dix fois, on pourra apprécier une différence de potentiel égale à $0^D,0001$.

On choisit la position du point de repère telle que, l'équilibre du ménisque étant stable, une faible diminution de la pression en A donne un déplacement très apparent du ménisque.

SUR LA MACHINE DE HOLTZ;

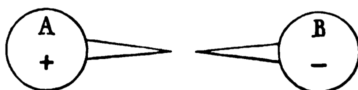
Par M. E. DUBOIS.

On sait que la machine de Holtz simple cesse d'être amorcée aussitôt que s'arrête le plateau mobile, tandis que, dans une atmosphère convenable, une machine double peut parfois être encore amorcée une demi-heure après qu'on a cessé de faire tourner ce plateau.

Voici comment je propose d'expliquer ces faits. Le papier parchemin qui est l'excitateur d'électricité de la machine n'est pas un parfait conducteur, mais est un médiocre isolant; comme il est terminé par une pointe, il perdra son électricité dans la machine simple dès qu'il cessera de faire fonctionner l'appareil. Mais, dans la machine double, deux papiers se trouvent en présence, les pointes en regard; dès lors, ils fonctionnent comme les deux conducteurs isolés A et B, armés de pointes en regard. Si l'on a

électrisé de la même manière, positivement par exemple, A et B, la répulsion mutuelle des deux électricités de même nom empêchera l'électricité de s'échapper par les pointes, et les conducteurs pourront rester électrisés pendant assez longtemps, si l'air est sec et si les supports sont bien isolants.

J'ai vérifié expérimentalement le maintien de la charge sur deux conducteurs isolés, armés de pointes en regard. J'ai pris



pour cela deux cylindres isolés servant aux expériences fondamentales de l'influence électrique; j'ai fixé à chacun d'eux une épingle avec un peu de cire, les deux pointes se trouvant à $0^m,02$ de distance. Puis, réunissant ces deux cylindres avec un excitateur à manche de verre, j'ai mis l'un d'eux, avec un excitateur semblable, en communication avec une source intense. J'ai supprimé la communication avec la source, puis la source, et enfin la communication des deux cylindres entre eux, et, pendant un temps assez long, les doubles pendules des cylindres ont continué à diverger.

E. LOMMEL. — Die Fluorescenz des Kalkspathes (La fluorescence du spath d'Islande); *Wied. Ann.*, t. XXI, p. 422; 1884.

Le spath d'Islande, vivement éclairé par la lumière solaire ou électrique concentrée par une lentille, présente une vive fluorescence rouge-brique. La lumière produite n'est pas polarisée et est indépendante, soit de la direction par rapport à l'axe de la lumière éclairante, soit de son état de polarisation. Au spectroscope, elle se montre constituée par une bande allant de C à D $\frac{1}{2}$E, présentant un maximum au tiers de cet intervalle. La coloration est la même que celle qu'a observée M. Edm. Becquerel au moyen du phosphoroscope.

Pour étudier l'action des diverses radiations, l'auteur fait tomber un spectre sur une fente de $0^m,005$ de large, et concentre

la lumière au moyen d'une lentille ; la fluorescence commence à se produire en D, présente un maximum entre E et *b*, cesse en F, pour recommencer, plus faible, entre G et H. A ce maximum d'action entre E et *b* doit correspondre nécessairement un maximum d'absorption : l'auteur n'a pu mettre ce fait en évidence, même après avoir fait passer la lumière onze fois par réflexion à travers un spath de $0^m,04$ d'épaisseur. Il fait remarquer, en terminant, que ses recherches antérieures sur la dispersion du spath l'avaient conduit à admettre deux maxima d'absorption, l'un $\lambda_0 = 0^\mu,1301$ pour les vibrations perpendiculaires à l'axe, l'autre $\lambda'_0 = 0^\mu,0874$ pour les vibrations parallèles; or on a

$$4\lambda_0 = 0^\mu,5204 \quad \text{et} \quad 6\lambda'_0 = 0^\mu,5244,$$

et ces nombres très voisins correspondent à des radiations comprises entre E et *b*.

L'auteur croît pouvoir conclure de ce fait qu'une substance qui absorbe une radiation de longueur d'onde donnée absorbe également les radiations dont les longueurs d'onde sont des multiples ou sous-multiples de la première. J. Macé de Lépinay.

R. BUNSEN. — Ueber die Verdichtung der Kohlensäure an blanken Glasflächen (Condensation de l'acide carbonique sur des parois de verre poli); *Wied. Ann.*, XX, p. 545; 1883 ([1]).

L'auteur du Mémoire s'est servi de fils de verre très minces, employés pour le tissage du verre et présentant sous un petit volume une surface considérable. Il prenait des faisceaux composés d'un grand nombre de ces fils ayant tous la même longueur et dont il calculait le diamètre moyen, après avoir déterminé au microscope le diamètre d'un grand nombre de ces fils. La connaissance de ce diamètre moyen et de la densité permettait d'obtenir aisément la surface totale du verre. Elle s'est trouvée de 2^{mq} pour 150^{gr} de fil.

M. Bunsen s'est proposé d'étudier l'influence du temps sur la

([1]) Extrait, par MM. Gomien et Claverie.

marche du phénomène, influence complètement négligée dans les recherches antérieures. L'appareil employé par lui se compose d'un tube de verre gradué, dressé sur le mercure et fermé à la partie supérieure par un robinet; à ce robinet fait suite un renflement cylindrique où sont placés les fils de verre et qui se termine par un second robinet. Le tout étant disposé sur la cuve à mercure et rempli d'acide carbonique sec, on fait le vide dans le renflement, le robinet inférieur étant fermé; on ouvre le robinet et l'expérience commence. Au bout d'un temps T, on détermine la nouvelle pression du gaz; un calcul très simple permet de déduire le poids du gaz non condensé de la mesure de son volume. On retranche le résultat du poids de gaz primitivement contenu dans l'appareil, et l'on a ainsi le poids d'acide carbonique condensé par le verre, dont on déduit le volume mesuré à 0° et $0^{m},760$.

Les expériences, commencées le 20 août 1880, ont été poursuivies pendant plus de trois ans. Même au bout de ce temps, la condensation ne semble pas terminée; elle se poursuit durant toute cette période régulièrement et sans brusque variation; elle est indépendante des variations de pression. Elle s'accélère ou se ralentit suivant que la température s'abaisse ou s'élève; elle était de $49^{cc},21$ après un an; de $57^{cc},94$ après deux, et de $69^{cc},98$ après trois ans; ce qui fait, par mètre carré, après trois ans, $5^{cc},135$.

Cette condensation continue ne peut être attribuée à une action chimique, la quantité de silice contenue dans le verre employé étant cinq fois plus grande que celle qui eût suffi pour neutraliser les alcalis. D'autre part, d'après Quincke, l'attraction capillaire peut s'exercer à une distance de $0^{c},00005$ de la surface du verre; les $5^{cc},135$ condensés en trois ans sur une surface de 10000^{cq} devraient, avec cette épaisseur, être réduits à $0^{cc},05$, et cette condensation correspond à une pression de $102^{atm},7$. A la température 19° des expériences, l'acide carbonique est liquide sous une pression de 57^{atm}; la densité de ce liquide étant 1,137, son épaisseur serait de $0^{mm},00000888$. En réalité, la couche liquide ne peut s'accroître au delà de la limite à laquelle la pression capillaire qui diminue avec la distance devient égale à la tension de vapeur; au delà, il doit y avoir une atmosphère gazeuse de densité décroissante.

Ces considérations expliquent la condensation observée, mais

sa longue durée ne peut se comprendre que si l'on admet que le verre n'est pas parfaitement impénétrable, et que l'acide carbonique liquide, se pressant dans les intervalles moléculaires, doit vaincre une résistance qui croît avec le temps.

L'air atmosphérique se comporte à l'égard du verre poli comme l'acide carbonique. Au contraire, la condensation des gaz sur le carbone devient rapidement stationnaire.

L. GRUNMACH. — **Absolute barometrische Bestimmungen, unter Controle des Vacuums, durch electrische Lichterscheinungen** (Mesures barométriques absolues, avec contrôle du vide, à l'aide des phénomènes lumineux de la décharge électrique); *Wied. Ann.*, XXI, p. 698; 1884.

Ce contrôle du vide est fondé sur les caractères que présente la décharge électrique dans un tube de Geissler mis en relation avec la chambre barométrique. C'est une opinion assez accréditée que les plus hauts degrés de raréfaction que l'on puisse atteindre sont caractérisés par ce fait que la décharge électrique ne peut plus s'y produire. Cela n'est pas vrai d'une manière absolue. De récentes expériences ont montré que l'arrêt ou la transmission de la décharge dépendent essentiellement de la forme des électrodes. Ainsi, lorsqu'on est parvenu à un certain degré de vide, la décharge, qui ne passe pas si les électrodes sont de simples fils, pourra se produire avec des électrodes en forme de boules ou de cylindres.

L'auteur a employé comme baromètre normal un baromètre à siphon mis en communication avec une pompe pneumatique à mercure et avec un tube de Geissler. Ce dernier était traversé par la décharge d'une bobine de Ruhmkorff, actionnée par une pile au bichromate de 4 éléments. Pendant la préparation du tube barométrique et plus tard au moment des mesures, on faisait passer en permanence un courant d'induction dans le tube de Geissler. Si, lorsqu'on était arrivé au point où le tube devenait entièrement lumineux, on continuait à faire le vide, on voyait l'illumination devenir pendant un certain temps plus faible, comme s'il s'était produit une augmentation de pression. Ce fait est dû vraisemblablement à ce que des gaz retenus par les électrodes, ou revêtant d'une couche adhérente les parois du tube barométrique, se dégagent peu à peu,

grâce au passage prolongé de la décharge et aux ébranlements mécaniques qui l'accompagnent. Une preuve de la parfaite dessiccation du tube consistait dans la possibilité de pousser le vide assez loin pour que le tube de Geissler s'illuminât entièrement.

Pendant la préparation du baromètre, les phénomènes optiques observés dans le tube de Geissler passent par différentes phases. A un certain degré de vide, le tube commence à luire. A mesure que le vide se poursuit, l'intensité de sa lumière augmente jusqu'à un maximum, puis décroît. Dans le spectre du tube disparaissent peu à peu les raies caractéristiques de l'azote, alors qu'on voit encore les raies F et G de l'hydrogène et quelques raies du mercure, qui à leur tour disparaissent aussi. Le vide continuant à se faire, le tube commence à s'illuminer d'abord, à son extrémité négative, puis à son extrémité positive, puis dans toute sa longueur; enfin ou bien la décharge est arrêtée, ou bien il ne passe plus que des décharges interrompues.

Le baromètre normal étant établi avec toutes les précautions possibles, un autre baromètre lui a été comparé. Dans une première série d'expériences, on a constaté des différences bien supérieures aux erreurs accidentelles de l'observation. Ces différences tiennent surtout à l'inégalité de la température du mercure dans les différentes régions de la colonne : une incertitude de $0^{\circ},07$ C. dans l'appréciation de la température du mercure entraîne une erreur de $0^{mm},01$ dans l'évaluation de la hauteur barométrique.

La détermination de la température du mercure au moyen d'un thermomètre unique est donc insuffisante si l'on opère dans un lieu dont la température n'est pas constante. Une série d'expériences, pendant laquelle cette constance de la température était réalisée, a donné au contraire des résultats très concordants.

J. PIONCHON.

D. KAEMPFER. — Ueber die Messung electrischer Kräfte mittellst des electrischen Flugrades (Mesure des forces électriques au moyen du tourniquet électrique); *Wied. Ann.*, t. XX, p. 601; 1883.

Pour mesurer les forces électriques, M. Kaempfer emploie un tourniquet formé par un fil de laiton terminé par deux pointes, qui sont recourbées en sens contraire; il est suspendu par un fil

de platine vertical à une pince en laiton. Cette pince étant mise en communication avec le pôle positif d'une machine de Holtz, dont l'autre pôle est relié au sol, le fil de laiton tourne et se fixe dans une position d'équilibre quand la torsion développée dans le fil de platine est égale aux réactions de l'électricité sur les pointes. L'angle d'écart avec la position initiale se mesure au moyen d'un index qui se déplace sur un cercle divisé horizontal. Les forces électriques et, par suite, les travaux qu'elles sont susceptibles d'effectuer, sont proportionnels aux angles d'écart. Il en résulte que, les travaux accomplis par deux masses électriques Q_1 et Q_2 étant proportionnels aux carrés de ces masses, les masses fournies dans le même temps par deux sources constantes seront proportionnelles aux racines carrées des angles d'écart.

La loi précédente s'accorde aussi bien avec l'hypothèse de Riess qu'avec celle de M. Mascart sur la manière dont se produit la réaction de l'électricité par les pointes.

Elle permet de comparer les intensités de deux sources électriques constantes fournissant dans le même temps des quantités différentes d'électricité.

Les intensités seront proportionnelles aux racines carrées des angles d'écart du tourniquet. Pour justifier ce principe, l'auteur a employé une machine de Holtz en interposant, sur le trajet du fil que reliait un de ses pôles au tourniquet, un micromètre à décharges, dont les boules étaient plus ou moins éloignées. L'intensité croît en même temps que la distance des boules et que la déviation du tourniquet, et les intensités sont sensiblement entre elles comme les racines carrées des déviations correspondantes.

Pour des distances des boules de $0^m,06$, $0^m,08$, $0^m,20$, les angles d'écart sont respectivement

$$13°,3, \quad 25°,4, \quad 80°,$$

et les intensités

$$3,64, \quad 5,04, \quad 8,95,$$

ou bien

$$1, \quad 1,38, \quad 2,46.$$

Le tourniquet électrique peut encore servir à comparer des masses électriques en équilibre sur des conducteurs ou leurs potentiels. Il suffit de faire communiquer le conducteur électrisé avec le tourniquet et de déterminer l'angle d'impulsion, qui est

d'autant plus grand que la masse électrique sera plus grande. Il est, d'ailleurs, facile de voir que les masses électriques ou leurs potentiels sont encore proportionnels aux racines carrées des impulsions; on suppose les masses à comparer toujours réparties sur le même conducteur, de façon que la capacité électrique soit invariable. C. Gomien.

A. WINKELMANN. — Ueber die durch die Polarisation bewirkte Phasenänderung von Wechselströmen (Sur le changement de phase de courants alternatifs obtenu par la polarisation); *Annales de Wiedemann*, t. XX, p. 91.

M. Kohlrausch a montré que, lorsqu'on dispose un liquide polarisant sur le trajet de courants alternatifs, il en résulte pour ceux-ci : 1° un déplacement de la phase; 2° un changement d'intensité. Il a appliqué ce dernier phénomène à la mesure de la polarisation. M. Oberbeck a eu recours, dans le même but, au changement de phase.

Au lieu des appareils qu'ils ont employés, on va voir qu'il est facile de mettre en évidence le déplacement de la courbe des intensités de courants d'induction produits par les procédés ordinaires.

L'appareil se compose de trois diapasons, d'accord autant que possible, A, B, C. Dans le circuit d'une pile sont placés le diapason A servant d'interrupteur et l'hélice inductrice d'une bobine d'induction. En dérivation sur ce circuit, les électro-aimants du diapason B, monté électromagnétiquement.

Dans le circuit de la bobine induite est placé le diapason C, ainsi qu'un commutateur permettant d'y introduire le liquide polarisant F ou une résistance W.

B et C, montés de la même façon, sont horizontaux et disposés perpendiculairement l'un à l'autre.

Une pointe de C porte un point lumineux; une pointe de B porte l'objectif d'un microscope visant le point lumineux.

Dès que les communications sont établies, on voit dans le microscope une courbe lumineuse continue dont la forme et les dimensions dépendent des diapasons, de la pile et de la résistance introduite par le commutateur. Si l'un de ces facteurs vient à changer, il entraîne non seulement des changements d'ampli-

tude des vibrations, mais encore des changements de phase qui déforment la courbe.

La résistance W sera représentée par une solution saturée de sulfate de cuivre, maintenue dans un tube de verre, et le courant y arrive par des électrodes de cuivre qui ne se polariseront que très faiblement. La liqueur polarisante F sera de l'acide sulfurique étendu ou la solution cuivrique, avec des électrodes en platine de 45 à 20^{mmq}.

On règle la dérivation de B de manière que les amplitudes des vibrations de B et C soient sensiblement les mêmes, et l'on dépose de la cire sur l'un des diapasons, de manière à convertir l'ellipse lumineuse en une droite à 45° environ de l'horizon.

L'oculaire du microscope porte un micromètre formé de droites qu'on rend parallèles à la ligne lumineuse.

Si l'on vient à écarter les électrodes de W, la ligne lumineuse devient une ellipse dont les axes varient en sens inverses et tournent autour de l'axe du microscope. Si l'on remplace W par la liqueur polarisante, la courbe se modifie encore, mais on ne peut savoir si c'est ou non par le fait seul du changement de résistance.

Cependant on peut régler la valeur de W de sorte que, tandis que le grand axe de l'ellipse se rapproche de l'horizon en même temps qu'il diminue, on le verra marcher en sens inverse, tout en diminuant encore, lorsqu'on introduira la solution polarisante.

Un tel changement du phénomène ne peut plus être attribué à la variation seule de la résistance.

Il provient des différences de phases survenues entre les courants primaire et secondaire.

Le déplacement des extrémités du grand axe était environ le vingtième de sa longueur. A. Buguet.

F. KOHLRAUSCH. — Ueber ein Verfahren electrische Wiederstände unabhängig von Zuleitungswiderständen zu Vergleichen (Méthode de comparaison des résistances électriques indépendamment de la résistance des contacts); *Annales de Wiedemann*, t. XX, p. 76; 1883.

L'importance du problème devient surtout considérable lorsque les résistances de contact sont une fraction notable de la grandeur à évaluer.

En dehors des méthodes électrostatiques trop peu sensibles, il n'existe que le procédé de Mathiessen et Hockin qui donne les résistances de fils courts, indépendamment des résistances de contact; mais l'exactitude laisse encore à désirer et le procédé comporte des longueurs.

Sir W. Thomson a donné, dans le même but, une modification avantageuse du pont de Wheatstone et M. Kirchhoff a fondé sur l'emploi du galvanomètre différentiel un procédé qui convient fort bien aux très petites résistances.

On trouvera ici une modification, en apparence insignifiante, de ce procédé où les résistances de contact sont absolument éliminées.

Rapide et sûre, la méthode donne, pour des résistances très faibles, des approximations au $\frac{1}{1000000}$.

Soit un courant rectiligne allant de A à B'; prenons sur cette droite deux autres points B et A' et intercalons les résistances à comparer w et r respectivement entre A_1 B et A'_1 B'.

Fixons en A et A' les extrémités du premier multiplicateur d'un galvanomètre différentiel; en B et B' celles du second multiplicateur, de façon que le courant dans ce dernier marche en sens inverse de celui qu'il a dans le premier.

Soient W et W' les résistances très grandes des multiplicateurs, γ celle du raccord BA'.

Soient J, J', i, i', i_0 les intensités des courants qui traversent respectivement les résistances W, W', w, r, γ.

Supposons que les deux multiplicateurs aient même résistance

$$W = W'$$

et qu'ils soient disposés de la même façon par rapport à l'aiguille.

Lorsque celle-ci sera en repos, on aura

$$J = J'.$$

Il en résulte immédiatement

$$i = i';$$

soient α, β, α', β' les résistances de contact respectivement aux points A, B, A', B'.

On aura, d'ailleurs,

$$wi + \gamma i_0 = (W + \alpha + \alpha')J \quad \text{et} \quad ri + \gamma i_0 + (W + \beta + \beta')J,$$

où $i_0 = i - J$, ce qui donne

$$i(w + \gamma) = (W + \gamma + \alpha + \alpha')J,$$
$$i(r + \gamma) = (W + \gamma + \beta + \beta')J\,;$$

d'où l'on tire

$$\text{(I)} \qquad \frac{w + \gamma}{r + \gamma} = \frac{W + \gamma + \alpha + \alpha'}{W + \gamma + \beta + \beta'}.$$

Changeons maintenant les communications, sans rien modifier de la nature des contacts. Amenons β en A, α en B, β' en A' et α' en B'.

Soit, d'ailleurs, r_1 la nouvelle résistance, très peu différente de r et connue, qui, associée à w, laisse l'aiguille au zéro.

Nous aurons alors comme ci-dessus

$$\text{(II)} \qquad \frac{w + \gamma}{r_1 + \gamma} = \frac{W + \gamma + \beta + \beta'}{W + \gamma + \alpha + \alpha'}.$$

Les relations (I) et (II) donnent, par élimination de toutes les résistances de contact,

$$\frac{(W + \gamma)^2}{(r + \gamma)(r_1 + \gamma)} = 1,$$

d'où

$$w + \gamma = \sqrt{(r + \gamma)(r_1 + \gamma)}.$$

Comme, d'ailleurs, r et r_1 sont très peu différents, on peut remplacer la moyenne géométrique par une moyenne arithmétique et prendre pour w

$$w = \tfrac{1}{2}(r + r_1).$$

Ainsi voilà une méthode qui demande seulement deux opérations où l'on permute les contacts, et un calcul très simple de moyenne arithmétique.

La construction d'un galvanomètre différentiel convenable n'est pas sans présenter des difficultés, non parce qu'il est difficile d'obtenir des fils de résistances sensiblement égales, mais surtout parce que, pour obtenir un enroulement semblable des deux fils, il faut des soins minutieux.

On arrive pourtant à construire des multiplicateurs dont les différences d'actions sur l'aiguille descendent à $\frac{1}{200}$ et encore au-dessous; mais, dans les expériences actuelles, il est important que les résistances à étudier soient extrêmement faibles par rapport à celles des multiplicateurs.

D'ailleurs, quand des multiplicateurs présentent de très faibles différences, on peut opérer de manière à les éliminer.

Plusieurs séries d'expériences ont été faites sur des colonnes de mercure, de faibles résistances; elles ont donné des résultats très concordants.

Enfin, d'autres expériences sur des résistances extrêmement faibles en cuivre et en palladium (des fils de quelques centimètres de longueur sur plusieurs millimètres de diamètre) ont également donné de bons résultats. A. BUGUET.

F. KOHLRAUSCH.— Ueber einige Bestimmungsweisen des absoluten Widerstandes einer Kette, welche einen Erdinductor und ein Galvanometer enthält (Quelques procédés de détermination de la résistance absolue d'un circuit qui contient un inducteur soumis à l'action de la terre et un galvanomètre); *Annales de Wiedemann*, t. XX. p. 87; 1883 ([1]).

Weber a donné deux procédés de mesures absolues de résistances. Il emploie un galvanomètre dont le cadre est à larges spires dans le premier cas, il est plus petit dans le second. Ce dernier a été employé à l'observatoire de Göttingue à la détermination absolue de l'unité en mercure. Il est susceptible de quelques perfectionnements.

Dans la forme originale, si l'on appelle :

F la surface d'une spire de l'inducteur;
H la composante horizontale magnétique terrestre;
k le moment d'inertie de l'aiguille;
t la durée de l'oscillation;
ε son décrément logarithmique;
α la déviation obtenue par un courant d'induction,

([1]) Extrait par M. A. BUGUET.

on obtient approximativement, pour la résistance du circuit,

$$w = \frac{8}{\pi^2}\frac{F^2H^2zt}{\alpha^2 k}. \tag{I}$$

Or la surface d'une spire qui entre ici au carré est difficile à mesurer directement. Le moment d'inertie présente le même défaut. La grandeur H entre également au carré.

Je crois que la mesure indirecte de la surface de spire que j'ai obtenue par voie galvanique est bien meilleure. La détermination du moment d'inertie par une suspension bifilaire que j'ai donnée dernièrement vaut mieux, ainsi que le procédé des surcharges de Gauss. En tous cas, elle lui sert de contrôle.

C'est d'ailleurs à l'expérience à justifier tel ou tel procédé.

Il est d'ailleurs possible d'éliminer le moment d'inertie en déterminant une autre grandeur, par exemple

$$MH,$$

M étant le magnétisme de l'aiguille. On obtient

$$k = \frac{t^2}{\pi^2}MH,$$

et la relation (I) devient

$$w = 8\frac{F^2H^2}{\alpha^2}\frac{z}{t}\frac{1}{MH}. \tag{II}$$

On peut trouver là un contrôle à la première méthode, notamment en ce qui concerne le moment d'inertie.

On tire d'ailleurs de là

$$w = 8\frac{F^2}{\alpha^2}\frac{H}{M}\frac{z}{t}, \tag{III}$$

relation où H passe de la deuxième à la première puissance, et, en outre, on n'a plus que le rapport

$$\frac{M}{H}$$

qui, comme l'on sait, est relativement facile à déterminer.

Il faut connaître, d'autre part, le coefficient d'induction de l'aiguille.

L'emploi d'un couple astatique devient alors embarrassant. On a bien essayé d'un barreau unique avec cadre de grandes dimen-

sions; mais les choses se simplifient si l'on connaît par comparaison la fonction galvanométrique donnée par le procédé de Dorn.

A vrai dire, c'est la fonction statique c qu'on a et non la fonction dynamique C; mais

$$C = Mc = \frac{\pi^2}{t^2}\frac{k}{H}c.$$

Alors, d'après la loi de Neumann et les calculs de Weber,

$$z = \frac{1}{2w}\frac{t}{k}C^2 = \frac{\pi^4}{2}\frac{1}{w}\frac{k}{t^3}\frac{c^2}{H^2};$$

cette valeur, portée dans (I), donne

$$\text{(IV)} \qquad w = 2\pi\frac{F}{x}\frac{c}{t},$$

expression qui ne contient plus de carrés et est indépendante du moment d'inertie et du magnétisme terrestre. On peut en déterminer facilement les éléments par le procédé présenté par moi à l'Académie bavaroise.

On peut enfin tirer de là

$$\text{(V)} \qquad w = \frac{\pi^2}{2}\frac{c^2}{zt}\frac{M}{H},$$

indépendant de l'inducteur.

Les formules (IV) et (V) ont été déjà indiquées en substance par Weber, avec cette différence qu'il déduit la fonction galvanométrique de la mesure directe de F, tandis que je préfère la déterminer empiriquement.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1884.

E. MACH. — Travail nécessaire au développement de l'électricité dans les machines d'influence, p. 60.

La machine, dont M. Mach s'est servi pour mesurer directement le travail consommé par la production de l'électricité, a ses deux plateaux horizontaux. Le plateau fixe est suspendu à trois

fils verticaux de même longueur; il porte un petit miroir vertical.

Il ne bouge pas si l'on fait tourner le second plateau, à vide; il tourne d'un certain angle α si la machine est chargée. En désignant par l la longueur des fils, par r leur distance à l'axe et par P le poids du plateau, le mouvement de rotation $D = \frac{P\,v^2}{l}\,\alpha$ et le travail au bout de n tours est $2 \text{H} n \text{D}$. Si l'on charge une bouteille de Leyde avec cette machine, le moment de rotation croît avec le potentiel. On détermine à la fin de l'expérience l'énergie de la bouteille $\frac{1}{2}CV^2$; ce n'est qu'une partie du travail mécanique dépensé.

Les expériences s'accordent avec la supposition que le coefficient économique soit, à chaque moment, $\frac{V}{V+v}$. V est le potentiel de la bouteille et v la somme des différences de niveau intercalées successivement dans la machine.

HANS JAHN. — Études électrolytiques, p. 151.

Dans l'électrolyse du sulfate de cuivre et du sulfate de zinc dissous entre deux électrodes de platine, les quantités de chaleur devenues libres pendant la décomposition des poids équivalents des deux sels sont inverses des quantités de chaleur dégagées lors de la formation de ces sels à l'aide des deux métaux, de l'oxygène et de l'acide sulfurique.

BOLTZMANN. — Sur la quantité de travail qui peut être produite dans les combinaisons chimiques; p. 184 et 204.

L'auteur calcule le travail développé dans les combinaisons chimiques en s'appuyant sur le principe de Carnot et le calcul des probabilités. Il ne considère que le cas où les corps restent gazeux avant comme après la réaction. Dans le cas où des molécules biatomiques se dissocient en atomes de même nature, on arrive à la formule

$$\frac{q^2}{1-q^2} = \frac{at}{p}\,10^{-\frac{b}{t}}.$$

a et b sont des constantes, t la température absolue, p la pression sous laquelle le gaz se dissocie, q est le quotient du nombre des molécules dissociées par le nombre de celles qui restent inaltérées. En admettant que la chaleur de dissociation est indépendante de la température, la valeur de b est

$$\frac{430 \times 1.293 \times 274.y}{10334\,l \times 10}\,\frac{M}{28,943};$$

M est le poids moléculaire du corps non dissocié, celui de l'hydrogène étant 2, y est le nombre de petites calories nécessaires pour la dissociation de 1^{gr} du corps. La formule donne, pour l'acide hypoazotique,

$$y = 151,3,$$

et pour la vapeur d'iode

$$y = 112,5.$$

F. STROHMER. — Titrage des solutions aqueuses de glycérine à l'aide de l'indice de réfraction; p. 237.

L'indice est calculé par la formule

$$n_D = 0,75875 + \frac{56.569\,D}{D(100 - c) + c}.$$

D est le poids spécifique de la glycérine anhydre 1,262 à 17°,5 : n_D est alors égal à 1,458 ; c est le poids pour 100 de glycérine mélangée à l'eau. E. GRIPON.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. Tome I. — Avril 1884.

PERROTIN et THOLLON. — *Note sur les crépuscules extraordinaires de* 1883-1884, p. 433.

C. DECHARME. — *Expériences hydrodynamiques; imitations des phénomènes électriques*, p. 558.

Tome II. — Mai 1884.

F.-M. RAOULT. — *Loi générale de congélation des dissolvants*, p. 66.

F.-M. RAOULT. — *Recherches sur le partage des acides et des bases par la méthode de congélation des dissolvants*, p. 93.

F.-M. RAOULT. — *Sur le point de congélation des dissolutions acides*, p. 99.

F.-M. RAOULT. — *Sur le point de congélation des dissolutions alcalines*, p. 115.

EDLUND. — *Quelques observations sur les rapports de l'électricité avec l'espace d'air raréfié*, p. 125.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XXII, n° 5; 1884.

A. WINKELMANN. — *Sur la diffusion des gaz et des vapeurs*, p. 1.

L. BOLTZMANN. — *Sur la relation découverte par M. Bartoli entre le rayonnement calorifique et le second principe de la théorie de la chaleur*, p. 31.

L. BOLTZMANN. — *Sur la quantité de travail qui peut être produite par les combinaisons chimiques*, p. 39.

A. OBERBECK. — *Sur les oscillations électriques, en particulier sur leur action magnétique et sur la propagation des oscillations magnétiques*, p. 73.

W. HALLWACHS. — *Sur la force électromotrice, la résistance et l'effet utile des accumulateurs*, p. 84.

J. STEFAN. — *Sur le calcul des coefficients d'induction des bobines*, p. 107.

J. FRÖHLICH. — *Note sur le calcul du potentiel des bobines*, p 117.

S. WLEÜGEL et S. HENRICHSEN. — *Sur le magnétisme des corps organiques*, p. 121.

J. ELSTER et H. GEITEL. — *Sur l'électricité de la flamme*, p. 123.

H. MERCZYNK. — *Sur les mesures de longueurs d'onde effectuées par Fresnel*, p. 129.

J.-L. ANDREÆ. — *La loi de Boyle. Expérience de cours*, p. 134.

C. KIRN. — *Interrupteur à mercure dans lequel l'oxydation du mercure est empêchée*, p. 135.

G. KREBS. — *Trois appareils à ozone*, p. 139.

V. PIERRE. — *Appareil pour la démonstration des lois de l'élasticité de traction*, p. 141.

V. PIERRE. — *Appareil pour mettre en évidence la constitution d'une onde longitudinale*, p. 142.

V. PIERRE. — *Galvanoscope pour expériences de cours*, p. 143.

V. PIERRE. — *Appareil pour produire le plus rapidement possible la congélation de l'eau dans le vide*, p. 143.

SUR L'EXPRESSION ANALYTIQUE DE LA TEMPÉRATURE ABSOLUE ET DE LA FONCTION DE CARNOT;

PAR M. G. LIPPMANN.

Nous avons, dans un travail précédent ([1]), indiqué une définition physique des températures absolues; nous nous proposons, aujourd'hui, de traduire cette définition en formules analytiques.

Mais, auparavant, rappelons cette définition physique des températures absolues. Nous avons dit que chaque intervalle de température était représenté dans le système absolu par le rapport de deux nombres, non par leur différence. C'est ainsi qu'en acoustique chaque intervalle musical est mesuré par un rapport. Les deux termes de ce rapport sont des quantités de chaleur, à savoir les quantités de chaleur mises en jeu par une machine thermique réversible qui fonctionne entre les températures dont on veut avoir l'intervalle. Supposons, pour fixer les idées, qu'une machine thermique, fonctionnant entre deux températures particulières, prenne à la chaudière q calories et restitue au réfrigérant q' calories, et que l'on se trouve avoir

$$q : q' :: 4 : 5.$$

Dans ce cas, l'intervalle de température dans lequel la machine a fonctionné a pour mesure le rapport $\frac{4}{5}$. Quelle que soit la nature de la machine thermique réversible employée ou le choix de la substance que l'on y fait travailler, ce rapport devient invariable; dans ce même intervalle de température, toutes les machines thermiques réversibles présenteront le rapport $\frac{q}{q'}$, égal à $\frac{4}{5}$. C'est pour cette raison que l'on peut dire que le rapport $\frac{4}{5}$ fournit une mesure absolue de l'intervalle de température considéré, *absolue* en ce sens qu'elle n'est pas relative à une substance thermométrique particulière.

Si l'on considère de la même manière une série d'autres intervalles de température, ils pourront être mesurés par une série de

---

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. III, 3e série, p. 53.

nombres analogues aux nombres 4 et 5 dont nous venons de parler; l'ensemble de ces nombres forme l'échelle des températures absolues. Leurs rapports entre eux sont seuls déterminés; leurs valeurs sont d'ailleurs arbitraires. Ce sont des nombres proportionnels, comme ceux qui marquent les notes de la gamme, ou encore comme les équivalents chimiques. En d'autres termes, il est indifférent de les multiplier tous par un même facteur numérique. Dans la formule où l'on emploie les températures absolues, il n'entre d'ailleurs jamais que le rapport de ces températures.

Si l'on désigne, d'une manière générale, par T, T′, T″ les nombres proportionnels que nous prenons pour mesures des températures, on a, par définition,

$$T : T' : T'' : \ldots :: q : q' : q'' : \ldots,$$

Or, en ne considérant que deux d'entre eux,

$$\frac{q}{T} - \frac{q'}{T'} = 0; \tag{1}$$

cette équation est donc la traduction de notre définition. Il nous reste à la transformer de manière à en tirer l'expression de T.

Nous nous proposons d'exprimer T en fonction des indications x d'un thermomètre quelconque à graduation arbitraire. Nous supposerons que l'on ait étudié, au moyen de ce thermomètre arbitraire, les propriétés thermiques d'un corps *quelconque*, c'est-à-dire que l'on connaisse les valeurs de la chaleur spécifique P de ce corps dans un certain intervalle; soit y une variable qui, avec x, détermine à chaque instant l'état du corps considéré; y est la pression, le volume, etc., de ce corps; nous supposerons que l'on connaisse les valeurs du coefficient différentiel $\frac{\partial q}{\partial y}$; ce coefficient différentiel mesure la quantité de chaleur dégagée quand on fait varier le volume, la pression, etc., d'une quantité y égale à l'unité. En d'autres termes, si l'on pose

$$dq = P\,dx + Q\,dy, \tag{2}$$

nous supposerons que les coefficients P et Q soient connus dans un certain intervalle en fonction de x et de y.

Cela posé, on peut écrire l'équation (1) sous la forme

$$\int \frac{dq}{T} = 0, \tag{3}$$

ainsi que l'a montré M. Clausius; il suffit, à cet effet, de supposer que le corps considéré parcourt un cycle réversible fermé, de décomposer convenablement ce cycle en une infinité de cycles élémentaires et d'appliquer à chacun d'eux l'équation (1). Il résulte de l'équation (2) que l'intégrale $\int \frac{dq}{T}$ représente une fonction de x et de y, et que l'expression $\frac{dq}{T}$ est une différentielle exacte. D'après l'équation (2), on a

$$(4) \qquad \frac{dq}{T} = \frac{P}{T}\,dx + \frac{Q}{T}\,dy;$$

il faut donc que le second membre de l'équation (4) soit une différentielle exacte ou que la condition d'intégrabilité

$$(5) \qquad \frac{\partial\left(\frac{P}{T}\right)}{\partial y} = \frac{\partial\left(\frac{Q}{T}\right)}{\partial x}$$

soit satisfaite. En développant cette équation, il vient

$$(5\,bis) \qquad \frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\partial Q}{\partial x} = -\frac{1}{T}\left(Q\frac{\partial T}{\partial x} - P\frac{\partial T}{\partial y}\right).$$

C'est ici que l'on peut faire une remarque qui permet de résoudre l'équation précédente par rapport à T; T est une fonction de la température seule : c'est une fonction de x et non de y. Donc $\frac{\partial T}{\partial y} = 0$ identiquement; par suite, l'équation se réduit et on peut l'écrire

$$(6) \qquad \frac{\frac{dT}{dx}}{T} = \frac{\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y}}{Q}.$$

Le premier membre de l'équation (6) est une fonction de x seul; il en est donc de même du second membre. Le premier membre est la dérivée logarithmique de T par rapport à x. On a donc, en intégrant et en désignant par e la base des logarithmes népériens,

$$(7) \qquad T = T_0 e^{\int_{x_0}^{x} \frac{\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y}}{Q}dx}.$$

T_0 est une constante arbitraire introduite par l'intégration, c'est la

valeur de T qui correspond à x_0. Si x et x_0 sont deux indications du thermomètre à graduation arbitraire, l'équation (7) donne sans ambiguïté la valeur $\frac{T}{T_0}$ de l'intervalle $x_0 - x$ en valeur absolue.

La variable x est l'indication d'un thermomètre arbitrairement choisi, et arbitrairement gradué. Néanmoins l'équation (7) fournit la valeur de la température absolue, valeur qui ne dépend pas des conditions arbitraires dont nous venons de parler. Cela résulte de la signification physique de T, et même simplement de la forme du second membre, qui est une intégrale.

Pour montrer qu'il en est ainsi, posons $x = \varphi(x')$, φ étant une fonction continue absolument quelconque, et introduisons x' à la place de x dans l'équation (7); nous allons montrer que la fonction φ s'élimine d'elle-même. On a en effet $dx = \varphi' dx'$; on a en outre

$$dq = \mathrm{P}' dx' + \mathrm{Q}\, dy,$$

et, comme P et P' sont définis par la condition que l'on ait

$$(dq)_{y=\text{const.}} = \mathrm{P}\, dx = \mathrm{P}' dx',$$

pour $dx = \varphi' dx'$, il s'ensuit que $\mathrm{P} = \mathrm{P}' \frac{1}{\varphi'}$. On a donc identiquement

$$\int_{x_0}^{x} \frac{\frac{\partial \mathrm{Q}}{\partial x} - \frac{\partial \mathrm{P}}{\partial y}}{\mathrm{Q}} dx = \int_{x'_0}^{x'} \frac{\left(\frac{\partial \mathrm{Q}}{\partial x'} - \frac{\partial \mathrm{P}'}{\partial y}\right)\frac{1}{\varphi'}}{\mathrm{Q}} \varphi' dx' = \int_{x'_0}^{x'} \frac{\frac{\partial \mathrm{Q}}{\partial x'} - \frac{\partial \mathrm{P}'}{\partial y}}{\mathrm{Q}} dx'.$$

La fonction φ qui détermine la loi arbitraire de la graduation du thermomètre disparaît donc d'elle-même dans l'expression de T.

2. L'expression de T fournie par l'équation (7) est générale : elle permet de construire l'échelle des températures absolues à l'aide des indications d'un thermomètre quelconque. Lorsqu'on l'applique à des cas particuliers, elle se simplifie fréquemment.

Comme premier exemple d'application, supposons que l'on possède un thermomètre à acide sulfureux liquide, comme celui de M. Pictet. Dans ce thermomètre la température est arbitrairement mesurée par la tension maxima p que possède l'acide sulfureux à cette température.

D'autre part, si l'on désigne par y le volume de l'unité de poids d'un corps quelconque, on a $P = c$, la chaleur spécifique du corps et $Q = l$ sa chaleur latente de dilatation. Le numérateur sous le signe $\int$ dans l'équation (7) est donc égal à $\frac{\partial l}{\partial x} - \frac{\partial c}{\partial v}$. Ce binôme, d'autre part, est égal à $\frac{1}{E}\frac{\partial p}{\partial x}$, en vertu du principe de l'équivalence, E étant l'équivalent mécanique de la calorie. L'équation (8) devient donc, avec ce choix de variables,

$$T = T_0 e^{\frac{1}{E}\int_{x_0}^{x} \frac{\frac{\partial p}{\partial x}}{l} dx} = T_0 e^{\frac{1}{E}\int_{p_0}^{p} \frac{dp}{l}}.$$

Si l'on pose $\frac{1}{l} = u$, u est l'accroissement de volume qui absorbe une calorie; cette quantité est facile à connaître, dès que l'on connaît la chaleur latente de vaporisation de l'acide sulfureux. On voit donc comment on peut transformer l'indication arbitraire p du thermomètre à acide sulfureux en mesure absolue. Il suffit de porter p en abscisses, u en ordonnées : l'aire de la courbe ainsi construite mesure la température absolue.

Comme deuxième exemple d'application de la formule (7), on peut prendre le cas des gaz parfaits. En substituant à P et Q leurs valeurs qui, dans ce cas, s'expriment analytiquement, on trouve

$$T = T_0 e^{\frac{1}{E}\int \frac{dp}{p}} = (p)_{v=\text{const}} \times \text{const} = \left(\frac{1}{\alpha} + t\right) \times \text{const},$$

formules bien connues depuis M. Clausius.

3. On ne doit pas définir la température absolue par la dilatation d'un gaz parfait. Les gaz parfaits sont des corps fictifs; mais, quand bien même certains gaz pourraient être considérés comme parfaits, ce ne seraient encore que des substances particulières arbitrairement choisies, tandis que le privilège essentiel des températures dites absolues, celui auquel elles doivent leur nom, c'est de n'être pas relatives au choix d'une substance thermométrique particulière.

On ne doit pas non plus définir la température absolue comme l'inverse de la fonction de Carnot.

En effet, qu'est-ce que la fonction de Carnot? Une machine

thermique réversible fonctionne entre deux températures infiniment voisines t et t'; elle prend et restitue des quantités de chaleur égales à q et q', et produit par suite un travail égal à $E(q-q')$.

Le rendement en travail par calorie dépensée est donc égal à $E\frac{(q-q')}{q}$, dans l'intervalle $t-t'$; et ce rendement, rapporté à un intervalle égal à l'unité est égal à $E\frac{(q-q')}{q} : t-t'$, ou plutôt à la limite de ce quotient, c'est-à-dire à

$$\frac{E\frac{dq}{dt}}{q}.$$

Telle est l'expression de la fonction de Carnot. Cette fonction a une valeur indépendante de la nature de la machine ou du corps qui a servi à la déterminer; c'est une conséquence du principe de Carnot.

On a continué d'en faire la remarque, et avec raison; mais on n'a pas le droit d'ajouter que la fonction de Carnot ne dépend que de la température. Cette fonction dépend en effet de l'échelle de température employée pour la déterminer. Le numérateur $\frac{dq}{dt}$ devient $\frac{dq}{d\theta}$ quand on passe de l'échelle t à l'échelle θ.

Ce passage implique donc l'emploi du coefficient $\frac{dt}{d\theta}$, lequel est quelconque.

Ainsi, pour fixer les idées, la fonction de Carnot, déterminée à l'aide du thermomètre à mercure, a une même valeur pour tous les corps à la température de la glace fondante; déterminée à l'aide du thermomètre à air à la température de la glace fondante, elle a une nouvelle valeur, la même encore pour tous les corps, mais différente de la précédente. Cela tient à ce que dans le premier cas elle exprime le rendement d'une machine thermique dans l'intervalle 0°-1° C. du thermomètre à mercure; dans le second cas, il s'agit de l'intervalle 0°-1° C. du thermomètre à air; or ces deux intervalles de même nom sont inégaux. En résumé, la fonction de Carnot n'a de valeur déterminée que si l'on spécifie à quelle échelle elle se rapporte.

Fréquemment, pour ne pas dire toujours, la fonction de Carnot est implicitement rapportée à l'échelle absolue. Dans ce cas, la

température t ou T est proportionnelle à q, comme nous l'avons montré, par suite $\frac{dq}{dT}$ est une constante, et la fonction de Carnot se réduit à $\frac{1}{q}$, par conséquent à $\frac{1}{T}$. Il est bien vrai qu'alors elle est l'inverse de la température absolue T. Mais alors on ne saurait s'en servir pour définir T; car c'est faire une sorte de cercle vicieux que de définir la fonction de Carnot en fonction de la température absolue, et de définir la température absolue comme l'inverse de la fonction de Carnot.

SUR L'ÉQUIVALENT ÉLECTROCHIMIQUE DE L'ARGENT;

PAR M. MASCART.

Dans un Mémoire précédent (*Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 109), j'ai publié le résultat d'expériences faites avec un électrodynamomètre-balance pour déterminer le poids d'argent déposé ou dissous pendant une seconde par l'unité de courant.

Le calcul approché a donné (p. 116)

$$\frac{11^{mg},027}{\sqrt{0,98088}} = 11^{mg},134.$$

En évaluant les termes de correction, j'avais conclu que ce poids devait être multiplié par 1,0096, c'est-à-dire porté à $11^{mg},24$.

M. F. Kohlrausch avait obtenu un nombre plus élevé, 11,36, et lord Rayleigh [1] un nombre moindre, 11,19. Depuis cette époque, MM. F. et W. Kohlrausch [2], par de nouvelles expériences, ont trouvé 11,183 et lord Rayleigh [3] a donné lui-même la valeur très voisine 11,18. En présence de cet accord entre des expérimentateurs habiles, j'ai cru nécessaire de vérifier d'abord si les corrections que j'avais faites sont exactes; je dois reconnaître que je m'étais trompé. Le facteur 0,99816 (p. 118) doit être manifeste-

---

(1) *Cambridge Proceedings*, 26 novembre 1883.
(2) *Sitzungsberichte der Phys.-med. Gesellschaft zu Würzburg*, 1884.
(3) 17 mars 1884.

ment remplacé par 0,983, d'après les données mêmes renfermées dans mon Mémoire, ce qui introduit déjà dans le résultat final une erreur de 0,0075; en outre, j'avais effectué les corrections par une méthode compliquée et je puis indiquer maintenant une expression beaucoup plus simple.

Si la bobine cylindrique a pour rayon moyen a' et pour épaisseur $2c'$, le cercle moyen est égal à

$$\pi a'^2\left(1+\frac{1}{3}\frac{c'^2}{a'^2}\right)=\pi a_1'^2.$$

Appelons, pour une des bobines plates, a le rayon moyen, $2b$ l'épaisseur axiale et $2c$ l'épaisseur radiale de la gorge, n le nombre de tours. L'action moyenne de cette bobine sur la base inférieure de la grande bobine, située à une petite distance x du plan moyen de la bobine, est

$$F_m=\frac{2n\pi}{a}\varphi,$$

en posant

$$\begin{aligned}\varphi = 1 &+ \frac{1}{3}\frac{c^2}{a^2}-\frac{1}{2}\frac{b^2+3x^2}{a^2}+\frac{3.5}{2.4}\frac{x^4}{a^4}\\ &+\frac{3}{2.2^2}\left(\frac{y}{a}\right)^2\left(1+\frac{3.4}{2.3}\frac{c^2}{a^2}-\frac{3.5}{2.3}\frac{b^2+3x^2}{a^2}\right)\\ &+\frac{3^2.5}{3(2.4)^2}\left(\frac{y}{a}\right)^4\left(1+\frac{5.6}{2.3}\frac{c^2}{a^2}-\frac{5.7}{2.3}\frac{b^2+3x^2}{a^2}\right)\\ &+\frac{3^2.5^2.7}{4(2.4.6)^2}\left(\frac{y}{a}\right)^6\left(1+\frac{7.8}{2.3}\frac{c^2}{a^2}-\frac{7.9}{2.3}\frac{b^2+3x^2}{a^2}\right)\\ &+\ldots\ldots\ldots\ldots,\end{aligned}$$

expression dans laquelle on remplacera y^2 par le carré $a_1'^2$ du rayon du cercle moyen ou simplement par a'^2.

Appelons encore N' le nombre de tours de la bobine cylindrique et H' sa hauteur, N le nombre total de tours des deux bobines plates; l'action des bobines plates sur la base inférieure de la bobine cylindrique, pour l'unité de courant, sera

$$F=\frac{2N\pi}{a}\pi a'^2\frac{N'}{H'}\left(1+\frac{1}{2}\frac{c'^2}{a'^2}\right)\varphi.$$

L'action moyenne F'_m des bobines plates sur la base supérieure de la bobine cylindrique ne peut plus être calculée comme précédemment, parce que la distance H' est plus grande que le rayon a; on doit employer alors une série développée suivant les puissances

croissantes de $\frac{a}{H'}$ et $\frac{a'}{H'}$. On peut encore écrire

$$F'_m = \frac{2N\pi}{a}\varphi',$$

en posant

$$\varphi' = \left(\frac{a}{H'}\right)^3\left(1 - \frac{3}{2}\frac{a^2+a'^2}{H'^2} + \frac{3.5}{2.4}\frac{a^4+3a^2a'^2+a'^4}{H'^4}\right).$$

L'action totale des bobines plates sur la bobine cylindrique, pour l'unité de courant, est donc

$$\frac{2N\pi}{a}\pi a'^2\frac{N'}{H'}\left(1+\frac{1}{3}\frac{c'^2}{a'^2}\right)(\varphi-\varphi') = \pi\frac{N^2L'^2}{N'LH'}\left(1+\frac{1}{3}\frac{c'^2}{a'^2}\right)(\varphi-\varphi'),$$

L et L' désignant les longueurs du fil pour les bobines plates et pour la bobine cylindrique.

Finalement, on doit multiplier la valeur de la force que donne le calcul approché par

$$\left(1+\frac{1}{3}\frac{c'^2}{a'^2}\right)(\varphi-\varphi') = 1+\delta,$$

ou la valeur trouvée de l'équivalent de l'argent par la racine carrée de cette expression.

D'après les dimensions données déjà (p. 115), on a

$$a = 15^c,485,$$
$$a' = 5^c,146;$$

en outre,

$$b = 0,975,$$
$$c = 0,55,$$
$$x = 1,475,$$
$$c' = 0,2.$$

Le calcul de φ est très simple, parce que les termes successifs de la série décroissent rapidement. On trouve ainsi

$$\varphi = 1,03110$$
$$\varphi' = 0,02767$$
$$\varphi - \varphi' = 1,00343$$
$$1+\frac{1}{3}\frac{c'^2}{a'^2} = 1,00045$$
$$1+\delta = 1,00388 \qquad \sqrt{1+\delta} = 1,00194.$$

Il résulte de ce calcul que mon expérience conduisait en réalité au nombre

$$11,134 \times 1,00194 = 11^{mg},156,$$

inférieur cette fois de $\frac{1}{500}$ environ aux valeurs trouvées par lord Rayleigh et MM. Kohlrausch.

L'action chimique d'un ampère par seconde, ou d'un coulomb, serait donc

	Argent réduit ou dissous.	Eau.
	mg	mg
D'après Kohlrausch...	1,1183	0,09325
» Rayleigh	1,118	0,09323
» Mascart......	1,1156	0,09303

SUR LE PHÉNOMÈNE DE LA SURCHAUFFE CRISTALLINE DU SOUFRE ET LA VITESSE DE TRANSFORMATION DU SOUFRE OCTAÉDRIQUE EN PRISMATIQUE;

Par M. D. GERNEZ.

Certains cristaux éprouvent, lorsqu'on les chauffe, une transformation en éléments cristallins d'une forme différente. Ce changement se produit brusquement à une température déterminée pour quelques-uns, par exemple dans le cas de la boracite étudiée récemment par M. Mallard; j'ai reconnu qu'il en est qui se comportent autrement: tel est le soufre octaédrique, pour lequel l'action de la chaleur qui est nécessaire au phénomène n'est pas suffisante, de sorte qu'à partir d'une température déterminée il est dans un état d'équilibre instable que je proposerai de désigner sous le nom de *surchauffe cristalline* et qui cesse, comme la surfusion et la sursaturation, au contact d'une parcelle cristalline de la forme que l'on veut produire.

On sait depuis longtemps que le soufre octaédrique, chauffé à une température voisine de son point de fusion, se change en prismes très petits, et de transparent devient opaque. Tous ceux qui ont écrit sur ce sujet sont unanimes à attribuer ce changement à l'intervention seule de la chaleur, mais ils diffèrent d'opinion sur la température à laquelle il se produirait. Si l'on s'en rapporte

aux assertions les plus récentes ([1]), le soufre octaédrique chauffé vers 110° devient prismatique, tandis que l'on trouve dans les anciens Traités de Chimie que cette transformation s'effectue à 100°. Cette divergence d'assertions ne tient pas à une erreur d'observation; car, si l'on chauffe du soufre octaédrique sans prendre de précaution spéciale, soit à 100°, soit à 110°, ou aux températures intermédiaires, on constate qu'il peut se faire que la transformation se produise, tandis qu'il peut arriver aussi qu'à ces diverses températures, et même après une action de la chaleur longtemps prolongée, on n'observe aucun changement. Il y a évidemment, dans cette expérience, une cause occasionnelle qui a échappé aux observateurs et qui fait que les uns ont pu voir le changement se produire à 100°, tandis que d'autres ne l'ont constaté qu'à 110°.

D'un autre côté, s'il était vrai que l'action de la chaleur intervînt seule pour produire le changement des octaèdres en prismes, il en résulterait évidemment qu'il serait impossible de produire des octaèdres aux températures supérieures, soit à 100°, soit à 110°. Or, j'ai depuis longtemps établi ([2]) que si, dans du soufre d'origine quelconque, maintenu en surfusion, on introduit un germe cristallin octaédrique, on le voit se développer jusqu'à solidification complète de la quantité de soufre employée. Cette expérience ne demande pour réussir qu'un peu de soin, car il faut éviter de semer d'autres cristaux que des octaèdres, et de la patience, puisque l'accroissement des octaèdres est extrêmement lent si le soufre a été chauffé à haute température : elle réussit, du reste, quelle que soit la température du soufre surfondu, ne fût-elle que de quelques dixièmes de degré inférieure au point de fusion du soufre octaédrique. A quoi tient cette contradiction entre le fait que je viens de rappeler et la transformation des octaèdres en prismes? Uniquement, comme je vais le démontrer, à ce que les expérimentateurs qui l'ont réalisée introduisaient, sans s'en apercevoir, la cause déterminante du phénomène : une parcelle de soufre prismatique.

En effet, si l'on prend les précautions nécessaires pour que le

---

([1]) M. Mallard, *Action de la chaleur sur les corps cristallisés* (*Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 217).

([2]) *Comptes rendus*, t. LXXX, p. 217.

soufre octaédrique ne soit soumis qu'à l'action de la chaleur, on reconnaît qu'on peut le conserver jusqu'à son point de fusion sans qu'il éprouve de transformation, même lorsqu'on le chauffe pendant des journées entières au-dessus de 100°. Il suffit pour cela de le préserver du contact de parcelles, si petites qu'on les suppose, de soufre prismatique. L'action de la chaleur est donc impuissante à produire le phénomène, il n'en est plus ainsi dès qu'on touche la masse octaédrique avec une parcelle de soufre prismatique; aussitôt, à partir du point de contact, la transformation se produit et gagne de proche en proche toute la masse. Cette expérience réussit à coup sûr et elle présente des caractères un peu différents suivant l'origine du soufre octaédrique employé. Si l'on opère sur du soufre qui n'ait, avant de cristalliser en octaèdres, été chauffé que peu au-dessus du point de fusion, à 130° par exemple, on ne peut pas suivre les progrès de la transformation dans le bain liquide où elle s'effectue : le soufre transformé reste translucide à chaud; mais, dès qu'on le retire de ce bain pour le ramener à la température ordinaire, on voit immédiatement blanchir et devenir opaque toute la partie transformée, comme si les éléments prismatiques étaient restés réunis et ne se séparaient qu'au moment du refroidissement. Au contraire, lorsque les octaèdres proviennent de soufre primitivement chauffé à une température élevée, on peut suivre la marche de la dévitrification dans le bain où elle se produit, car la masse translucide devient graduellement opaque au moment même de la transformation.

Dans tous les cas, cette propagation du phénomène, de proche en proche, sous l'influence des éléments successivement transformés, montre bien que l'action seule de la chaleur n'est pas suffisante pour le déterminer; car, s'il en était ainsi, on l'observerait simultanément sur tous les points de la masse qui sont à la même température, par exemple sur toute la surface extérieure d'un cylindre de soufre plongé dans un bain de température uniforme. Ainsi, l'action de la chaleur, qui est nécessaire à la production du phénomène, n'est pas suffisante et le contact d'une parcelle cristalline prismatique le détermine.

Ayant un moyen de déterminer à coup sûr la transformation des octaèdres en prismes, il est alors facile de donner aux recherches une direction méthodique. Je vais présenter sommairement les

principaux résultats de cette étude, que j'ai réalisée avec les appareils qui m'avaient servi dans mes recherches sur la vitesse de solidification du soufre ([1]).

1° *Détermination de la température limite inférieure de la transformation.* — La température limite inférieure à laquelle la transformation est possible est peu différente pour les diverses variétés de soufre octaédrique; cependant elle n'est pas rigoureusement la même chez toutes. Pour aucune d'elles il n'y a de transformation à 97°,2, mais on l'observe nettement à 97°,6 chez les octaèdres provenant du soufre fondu à basse température (127°) et produite à une température inférieure à celle de la transformation (88°). La température à laquelle se manifeste le changement est donc supérieur à 97°,2, mais un peu inférieure à 97°,6. Les cristaux provenant du soufre fondu, soit à 129°, soit aux températures beaucoup plus élevées, mais que l'on a produits ensuite à 108°, n'éprouvent aucun changement à 97°,8, mais ils subissent sûrement la transformation à 98°,4. Il n'y a donc qu'environ 0°,8 entre les températures limites inférieures du phénomène pour les diverses variétés de soufre, et l'on peut dire que toutes se dévitrifient à coup sûr à partir de 98°,4.

2° *Progression régulière de la transformation.* — Cette transformation, dès qu'elle est amorcée, continue avec une régularité parfaite dans le soufre octaédrique, mais à la condition expresse que tous les points de la masse se soient trouvés antérieurement ensemble dans le même état physique et à la même température. La durée de la transformation pour une même longueur de $0^m,010$, par exemple, peut donc être considérée comme une constante dans les conditions où l'on opère.

3° *Influence de la température ambiante sur la vitesse de transformation.* — Toutes choses égales d'ailleurs, la durée de la transformation est d'autant plus courte qu'on l'observe à une température plus élevée. Pour donner une idée de ses variations, je vais transcrire les résultats d'observations faites sur des octaèdres

([1]) *Voir* page 58 de ce Volume.

provenant de soufre fondu pour la première fois à 129°,5 et obtenus par semis dans un bain de surfusion à 100°,9.

Températures de la transformation.	Durées pour 10^{mm}.
°	m s
100,9	10.40
102,4	7. 8
105,6	2.46
106,5	1.31
107,8	54,5
108,9	30
110	25
111,2	17,6

La durée de la transformation, qui est très grande dans le voisinage de sa température limite inférieure, devient rapidement très courte à mesure que l'on se rapproche du point de fusion du soufre.

4° *Influence de la température à laquelle les octaèdres ont été produits.* — La valeur absolue de la durée de la transformation dépend aussi de la température à laquelle on a produit les octaèdres. Je me contenterai, pour le faire voir, d'indiquer les résultats obtenus avec deux tubes, dans lesquels le soufre qui n'avait pas encore éprouvé de fusion a été chauffé cinq minutes à 129°,5; l'un d'eux a été mis dans un bain de surfusion où l'on a produit des octaèdres à 108°. Les deux tubes étant ensuite introduits simultanément dans un bain à 100°,4, on a trouvé comme valeur de la durée de transformation, sur une longueur de 10^{mm}, $10^{m}25^{s}$ pour les octaèdres faits à 89°,8, et $35^{m}11^{s}$ pour ceux que l'on avait produits à 108°. Du reste, les différences que l'on constate diminuent notablement à mesure que l'on compare les octaèdres produits à des températures plus rapprochées du point de fusion.

5° *Influence de la température à laquelle le soufre a été fondu.* — Il est une circonstance qui influe sur la durée de la transformation, mais à un degré beaucoup moindre : c'est la température à laquelle on a fondu le soufre avant de le transformer en octaèdres. Je citerai, par exemple, les expériences suivantes : on a pris deux tubes contenant du soufre qui n'avait pas encore

été fondu, et l'on a chauffé pendant cinq minutes, l'un à 127°, l'autre à 187°,5; on les a immergés ensuite dans le même bain de surfusion à 87°,2 et l'on a semé des octaèdres dans les deux tubes. Quand tout le soufre a été octaédrique, on a mesuré la durée de la dévitrification pour 10^{mm} et l'on a trouvé à 100° les nombres $23^m 52^s$ pour les cristaux du tube chauffé antérieurement à 129°,5, et $29^m 36^s$ pour ceux du tube qui avait été chauffé à 187°,5. En variant les conditions de l'expérience, on trouve que l'influence de la température à laquelle le soufre a été porté primitivement est d'autant plus prononcée que les octaèdres ont été chauffés à une température plus élevée.

6° *Influence des opérations antérieures auxquelles le soufre a été soumis.* — Lorsque l'on provoque la formation d'octaèdres dans du soufre surfondu, j'ai montré que la durée d'accroissement des cristaux devient constante si l'on a répété plusieurs fois la fusion et la solidification. On reconnaît que la durée de la transformation de ces cristaux octaédriques est aussi sensiblement constante, si les diverses opérations successives sont effectuées sans longue interruption, bien que chaque fois la masse octaédrique ait été transformée en éléments prismatiques. Mais si, au lieu de produire des octaèdres après chaque fusion et d'en déterminer la transformation, on fait naître une fois des prismes dans la masse surfondue; et si, après fusion des prismes, on produit de nouveaux octaèdres, on trouve que, de même que la durée de leur cristallisation est plus lente, de même aussi la transformation est ralentie, et ces deux durées reprennent une valeur constante si l'on continue, dans les mêmes conditions, la production et la transformation des octaèdres.

On constate aussi qu'il suffit de changer tout le soufre en prismes par voie de fusion pour rendre plus difficile la transformation des octaèdres en prismes, tandis que l'on pourrait être tenté de croire, en jugeant les choses *a priori*, que la production antérieure des prismes rendrait plus facile, et par suite plus rapide, le retour ultérieur des octaèdres à la forme prismatique.

En résumé, cette étude des circonstances de la transformation des octaèdres en prismes, au contact d'un cristal prismatique, montre bien que, sous la forme octaédrique, les cristaux de soufre

produits dans les conditions que j'ai signalées ne sont pas physiquement identiques, et il n'est pas douteux que l'examen des diverses propriétés de ces cristaux ne mette en évidence les changements que j'ai constatés par deux voies distinctes conduisant à la même conséquence : la mesure de la durée de leur accroissement et celle de la vitesse de leur transformation en éléments prismatiques.

ÉTUDE DE LA DISTRIBUTION DU POTENTIEL DANS DES CONDUCTEURS A DEUX OU A TROIS DIMENSIONS TRAVERSÉS PAR DES COURANTS ÉLECTRIQUES PERMANENTS;

Par M. A. CHERVET.

I. *Plaque rectangulaire de longueur indéfinie.* — Soit une plaque limitée par les droites $x = 0$, $x = a$, $y = 0$, $y = \infty$. Désignons par $\pm V_0$ les potentiels constants des deux électrodes circulaires de très petit rayon ρ, qui sont aux deux sommets du rectangle, l'une positive au point $x = 0$, $y = 0$, l'autre négative au point $x = a$, $y = 0$.

L'équation différentielle des courbes de niveau s'obtiendra en écrivant que la densité électrique est nulle en tout point du conducteur traversé par un courant permanent

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} = 0,$$

$$V = \varphi(x + y\sqrt{-1}) + \psi(x - y\sqrt{-1}),$$

sera une solution de cette équation.

V ne doit pas changer de signe quand on remplace y par $-y$, x par $-x$; V doit s'annuler pour $x = \frac{a}{2}$ quel que soit y; et enfin V doit tendre vers zéro quand y augmente indéfiniment. La fonction

$$V = A \log \frac{e^{\pi\frac{y}{a}} + e^{-\pi\frac{y}{a}} + 2\cos\pi\frac{x}{a}}{e^{\pi\frac{y}{a}} + e^{-\pi\frac{y}{a}} - 2\cos\pi\frac{x}{a}}$$

satisfait à toutes ces conditions.

Si l'on remplace la somme des exponentielles par un cosinus,

$$e^{\pi\frac{y}{a}} + e^{-\pi\frac{y}{a}} = 2\cos\frac{\pi y}{a}\sqrt{-1},$$

V se mettra sous la forme

$$V = A\log\cot\pi\frac{x+y\sqrt{-1}}{2a} + A\log\cot\pi\frac{x-y\sqrt{-1}}{2a}.$$

C'est donc une solution de l'équation différentielle, et cette solution satisfait à toutes les conditions particulières au problème.

On déterminerait la constante A en écrivant qu'en un point du contour de l'électrode, $x = \rho$, $y = 0$, le potentiel est V_0. ρ étant très petit,

$$V_0 = 2A\log\frac{2a}{\pi\rho}.$$

A une constante près, le potentiel en chaque point de la lame rectangulaire sera représenté par le nombre

$$V = \log\frac{e^{\pi\frac{y}{a}} + e^{-\pi\frac{y}{a}} + 2\cos\pi\frac{x}{a}}{e^{\pi\frac{y}{a}} + e^{-\pi\frac{y}{a}} - 2\cos\pi\frac{x}{a}}.$$

Pour étudier ce problème expérimentalement, on prend une lame de verre bien plane, de largeur a, et dont la longueur est égale à plusieurs fois la largeur; sur les bords on coule quatre bandes de brai, matière qui reste adhérente au verre; on obtient ainsi une sorte de bassin plat rectangulaire que l'on remplit d'une dissolution de sulfate de cuivre; si la plaque est bien horizontale, l'épaisseur sera la même en tous les points. Aux extrémités du petit côté du rectangle, on dispose les électrodes : ce sont des fils de cuivre verticaux dont la section est noyée aux trois quarts dans le brai; ils sont en communication avec les pôles d'un élément Daniell monté aux deux sulfates. Au moyen d'un électromètre capillaire, on peut mesurer le potentiel d'un point quelconque, en prenant comme potentiel zéro, celui de tous les points équidistants des deux électrodes. Ces potentiels ont été trouvés proportionnels aux nombres V ([1]).

([1]) Voir *Comptes rendus*, 24 septembre 1883; *Annales de Chimie et de Physique*, février 1884, p. 268.

II. *Plaque rectangulaire limitée. Électrodes aux potentiels* $\pm V_0$, *aux deux extrémités d'un côté.* — Soient $x = 0$, $x = a$, $y = 0$, $y = b$ les équations des côtés; je supposerai l'électrode positive au point O, $x = 0$, $y = 0$, et l'électrode négative au point A, $x = a$, $y = 0$; j'appelle B le sommet $x = 0$, $y = b$, et je désigne par C le quatrième sommet $x = a$, $y = b$.

Je suppose la plaque rectangulaire indéfiniment prolongée dans les deux sens Oy et Oy', et aux points O_1, O_2, O_3, O_4, ..., O'_1, O'_2, O'_3, O'_4, ..., situés au-dessus et au-dessous du point O, à des distances $2b$, $2b \times 2$, $2b \times 3$, $2b \times 4$, ...; j'imagine des électrodes positives au potentiel $+V_0$; et sur une parallèle à yy', menée par le point A, j'imagine une infinité d'électrodes négatives au potentiel $-V_0$, en des points A_1, A_2, A_3, ..., A'_1, A'_2, A'_3, ..., situés au-dessus et au-dessous du point A, à des distances $2b$, $2b \times 2$, $2b \times 3$, ...

En un point x, y du rectangle, le potentiel, sous la seule influence des électrodes O_n, A_n, serait, à un facteur constant près,

$$V_n = \log \frac{e^{\pi \frac{y - 2nb}{a}} + e^{-\pi \frac{y - 2nb}{a}} + 2 \cos \pi \frac{x}{a}}{e^{\pi \frac{y - 2nb}{a}} + e^{-\pi \frac{y - 2nb}{a}} - 2 \cos \pi \frac{x}{a}},$$

comme nous l'avons vu précédemment; et sous l'influence de toutes les électrodes, les potentiels s'additionnent :

$$V = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} V_n.$$

Les courbes définies par cette équation sont normales aux droites $x = 0$, $x = a$ et à toutes les droites $y = (2n + 1)b$, n prenant toutes les valeurs entières positives ou négatives : donc, si nous ne considérons que les points du rectangle OABC, les courbes de niveau définies par l'équation précédente coïncideront avec celles dues aux deux seules électrodes positive et négative en O et en A, le rectangle OABC étant isolé du reste du plan.

Si je désigne par $\Phi(x, y)$ la fonction

$$\Phi(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \log \frac{e^{\pi \frac{y + 2nb}{a}} + e^{-\pi \frac{y + 2nb}{a}} + 2 \cos \pi \frac{x}{a}}{e^{\pi \frac{y + 2nb}{a}} + e^{-\pi \frac{y + 2nb}{a}} - 2 \cos \pi \frac{x}{a}},$$

$V = \Phi(x, y)$ représente, à un facteur constant près, le potentiel en tout point xy du rectangle.

V est infini positif au point $x = 0$, $y = 0$: il est infini négatif au point $x = a$, $y = 0$; ces deux points sont les sièges des électrodes.

On déterminerait le facteur constant A, en écrivant que le potentiel est V_0 au point $x = \rho$, $y = 0$, ρ étant fort petit ([1]).

III. *Électrodes symétriques par rapport à la droite qui joint les milieux de deux côtés opposés du rectangle.* — Soient α, β les coordonnées de l'électrode positive au potentiel $+V_0$; et $a - \alpha$, β celles de l'électrode négative au potentiel $-V_0$; α est plus petit que a et β est plus petit que b.

Le potentiel en chaque point xy sera

$$\begin{aligned} V = \; & \Phi(x-\alpha, y-\beta) + \Phi(x-\alpha, y+\beta), \\ & + \Phi(x+\alpha, y-\beta) + \Phi(x+\alpha, y+\beta). \end{aligned}$$

On vérifierait, en effet, que V conserve sa valeur quand on change x en $-x$, y en $-y$, x en $2a - x$, et y en $2b - y$. V est fini pour tous les points du rectangle, sauf pour le point α, β ; alors V est infini positif, et pour le point $a - \alpha$, β ; V est infini négatif. Ces points sont les sièges des électrodes.

J'écrirai, pour abréger,

$$V = \Phi(x \pm \alpha, y \pm \beta).$$

Tel est le potentiel, à un facteur constant près.

IV. *Électrodes symétriques par rapport au centre du rectangle.* — Soient α, $b - \beta$ les coordonnées de l'électrode positive, et $a - \alpha$, β celles de l'électrode négative.

([1]) Voir *Comptes rendus*, 31 mars 1884.

La fonction $\Phi(x, y)$ peut se ramener à des fonctions connues

$$\Phi(x, y) = \log \frac{\theta_2(x + y\sqrt{-1})\,\theta_2(x - y\sqrt{-1})}{\theta_1(x + y\sqrt{-1})\,\theta_1(x - y\sqrt{-1})};$$

les fonctions θ_2 et θ_1 sont définies par les équations (18), p. 314 de la *Théorie des fonctions elliptiques* de MM. Briot et Bouquet, 2e édition.

On fera dans ces équations

$$q = e^{\frac{\pi\omega'\sqrt{-1}}{\omega}}, \quad \omega = 2a, \quad \omega' = 2b\sqrt{-1}.$$

Si nous avions deux électrodes, l'une en $\alpha\beta$, au potentiel $+V_0$, l'autre en $a-\alpha$, β, au potentiel $-V_0$, les courbes de niveau seraient

$$V_1 = \Phi(x \pm \alpha, y \pm \beta).$$

Si les électrodes étaient, l'une en α, β, au potentiel $-V_0$, l'autre en α, $b-\beta$, au potentiel $+V_0$, le potentiel en chaque point x, y serait

$$V_2 = -\Phi_1(y \pm \beta, x \pm \alpha),$$

en désignant par $\Phi_1(y, x)$ ce que devient la fonction $\Phi(x, y)$, quand on transforme x en y et a en b.

Si nous avons simultanément les quatre électrodes, les potentiels s'additionnent, mais les deux électrodes en α, β se neutralisent, et l'on a

$$V = \Phi(x \pm \alpha, y \pm \beta) - \Phi_1(y \pm \beta, x \pm \alpha).$$

Si, en particulier, les électrodes sont aux deux extrémités d'une diagonale, on aura

$$V = \Phi(x, y) - \Phi_1(y, x),$$

l'électrode positive étant au point B, et l'électrode négative au sommet A.

V. *Distribution du potentiel dans un mur.* — Soit un conducteur limité par les deux plans indéfinis $x = 0$, $x = a$; l'électrode positive, au potentiel $+V_0$, est à l'origine des coordonnées: l'électrode négative est au point $x = a, y = 0$, $z = 0$; les points du plan $x = \frac{a}{2}$ seront au potentiel zéro.

On sait que si, dans un conducteur indéfini, x_1, y_1, z_1 sont les coordonnées du centre d'une électrode sphérique de petit rayon, le potentiel en un point x, y, z, sera

$$V = \frac{A}{r},$$

en posant

$$r^2 = (x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2;$$

l'expression

$$V = \frac{A}{r}$$

satisfait, en effet, à l'équation différentielle

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = 0,$$

qui exprime que la densité électrique est nulle au point xy.

A_1 désignant l'électrode négative, je suppose le conducteur indéfini dans le sens Ox et dans le sens Ox'; et aux points A_1, A_2, A_3, A_4, ...; A'_1, A'_2, A'_3, A'_4, ... situés à droite et à gauche du point O, sur l'axe des x, à des distances a, $2a$, $3a$, $4a$, ..., j'imagine des électrodes positives aux points d'indice pair, et négatives aux points d'indice impair; $+V_0$ et $-V_0$ sont les potentiels de ces électrodes. Si je désigne par r_0 le rayon vecteur d'un point xy, par r_n sa distance au point A_n, par r'_n sa distance au point A'_n, on aura

$$r_n^2 = (x - na)^2 + y^2 + z^2,$$
$$r'^2_n = (x + na)^2 + y^2 + z^2,$$

et le potentiel au point xy, sous l'influence de toutes ces électrodes, sera, à un facteur constant près,

$$V = \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1}\right) + \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r'_1}\right) + \left(\frac{1}{r'_2} - \frac{1}{r_3}\right) + \left(\frac{1}{r_4} - \frac{1}{r'_3}\right) + \cdots$$

On aperçoit facilement la loi de formation de cette série; elle est convergente, puisque le terme général, alternativement positif et négatif, tend vers zéro quand n augmente indéfiniment. Les surfaces définies par l'équation précédente sont normales aux plans $r = na$, n prenant toutes les valeurs entières, positives ou négatives; donc, si nous ne considérons que les points de l'espace compris entre les deux plans $x = 0$ et $x = a$, les surfaces de niveau définies par l'équation précédente doivent coïncider avec les surfaces de niveau dues aux deux seules électrodes O et A_1; le mur étant isolé du reste de l'espace,

$$V = \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_1}\right) + \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r'_1}\right) + \left(\frac{1}{r'_2} - \frac{1}{r_3}\right) + \left(\frac{1}{r_4} - \frac{1}{r'_3}\right) + \cdots$$

est donc le potentiel cherché à un facteur constant près.

Pour étudier expérimentalement ce problème, on prend comme conducteur une dissolution de sulfate de cuivre enfermée dans une cuve en verre dont l'épaisseur a est plus petite que les autres di-

mensions; les électrodes, en communication avec les deux pôles d'une batterie d'éléments Daniell aux deux sulfates, sont deux fils de cuivre aboutissant aux milieux des grands côtés du rectangle dessiné par la surface libre du liquide. On peut alors, au moyen d'un électromètre capillaire, mesurer le potentiel d'un point de la surface libre, en prenant comme potentiel zéro celui d'un point équidistant des deux électrodes. On trouve des nombres proportionnels aux valeurs de V [1].

VI. *Prisme rectangulaire indéfini.* — Soient $x = 0$, $x = a$, $y = -\frac{b}{2}$, $y = +\frac{b}{2}$ les équations des quatre faces indéfinies dans le sens Oz et dans le sens Oz'.

L'électrode positive au potentiel $+V_0$ est au point $x = 0$, $y = 0$, $z = 0$, l'électrode négative au potentiel $-V_0$ est au point A, $x = a$, $y = 0$, $z = 0$. Supposons le prisme indéfiniment étendu dans le sens Oy, Oy'; il devient un mur. Imaginons aux points O_1, O_2, O_3, O_4, ...; O'_1, O'_2, O'_3, O'_4, ... situés de part et d'autre du point O sur la droite yy', à des distances b, $2b$, $3b$, ..., des électrodes positives au potentiel $+V_0$ et désignons par A_1, A_2, A_3, ...; A'_1, A'_2, A'_3, ..., des points situés sur une parallèle à yy' menée par le point A, à des distances de A égales à b, $2b$, $3b$, ..., de part et d'autre du point A, qui sont les sièges des électrodes négatives au potentiel $-V_0$.

En un point du mur, sous l'influence des électrodes O_n, A_n, le potentiel sera

$$V_n = \sum_{p=-\infty}^{p=+\infty} \frac{1}{r_{n.2p}} - \frac{1}{r_{n(2p+1)}},$$

en posant

$$r_{n.2p} = \sqrt{(x - 2pa)^2 + (y - nb)^2 + z^2},$$
$$r_{n(2p+1)} = \sqrt{[x - (2p+1)a]^2 + (y - nb)^2 + z^2}.$$

La valeur de n étant donnée, on fera successivement p égal à 0, $+1$, -1, $+2$, -2, ..., et l'on aura V_n.

Si l'on a une infinité d'électrodes aux points O_n, A_n, dont les ordonnées sont $y = nb$, n prenant toutes les valeurs entières po-

[1] Voir *Annales de Chimie et de Physique*, p. 275, février 1884.

sitives ou négatives, les potentiels s'additionnent, et l'on a au point xy

$$V = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} V_n.$$

C'est aussi le potentiel en un point du prisme rectangulaire sous l'influence de deux électrodes. M. Appell a démontré la convergence de cette série (¹).

SUR UN ÉTALON ÉLECTROSTATIQUE DE POTENTIEL;

PAR MM. CROVA ET GARBE.

Ayant eu l'occasion de nous servir d'une manière suivie de l'électromètre à quadrants de M. Thomson (modèle de M. Mascart), nous avons été frappés des variations, souvent considérables, du potentiel de la pile de charge, formée, comme on le sait, de petits éléments zinc-platine, chargés avec de l'eau pure, variations que l'on corrige en partie par un étalonnage souvent répété de l'électromètre, au moyen de 1 élément Daniell pris pour type. Nous nous sommes assurés, par des essais préliminaires, que ces variations sont dues à deux causes principales :

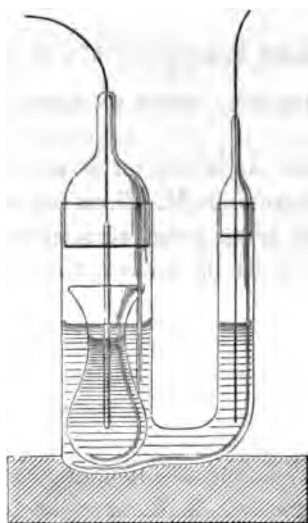
La première est le défaut d'isolement des éléments; il arrive en effet que, souvent assez satisfaisant au début, l'isolement ne tarde pas à s'altérer par une condensation d'humidité qui se fait à la surface extérieure des éléments et de leur support, et par le dépôt de poussières qui établissent une dérivation variable, dont l'effet est de diminuer la différence de potentiel aux deux pôles.

La seconde est la polarisation du platine de l'élément à eau, conséquence des dérivations dont nous venons de parler et de celles qui peuvent se produire accidentellement dans le maniement de l'électromètre, quand un des pôles de la pile est mis en communication, ne fût-ce qu'un instant avec le sol. L'affaiblissement

(¹) Voir *Comptes rendus*, 18 février, Note de MM. Appell et Chervet.

qui en résulte est tel, qu'un repos assez long est nécessaire pour que la pile reprenne approximativement son potentiel initial.

Les déterminations électrométriques acquièrent, au contraire, un grand degré de régularité, par l'emploi des éléments de charge dont nous faisons usage. Nous nous sommes proposé d'obtenir des éléments à potentiel constant dans des conditions rigoureusement définies et faciles à réaliser, en rendant leur isolement parfait, et en nous opposant à la diffusion des liquides et à la polarisation; il est vrai que, dans ces conditions, la résistance intérieure des éléments est énorme, mais ils deviennent par cela



même inaltérables, lors même qu'ils sont mis en court circuit pendant un temps très long. Nous avons conservé des éléments isolés pendant trois mois; au bout de ce temps, leur potentiel n'avait pas varié et aucune trace d'altération ne s'était manifestée.

Chaque élément se compose d'un tube de cristal, représenté en grandeur naturelle dans la figure ci-dessus; il est muni d'un tube latéral soudé à sa partie inférieure, et les deux orifices sont fermés par des bouchons creux en verre rodés sur les tubes; les conducteurs sont scellés dans la partie effilée des bouchons qu'ils traversent; enfin le tube est fixé sur un petit support en ébonite, et il est verni à la gomme laque sur toute sa surface extérieure.

Pour former 1 élément Daniell, nous versons dans les deux tubes communiquants une solution de sulfate de cuivre pur, préalablement saturée à la température de zéro, puis décantée et conservée pour l'usage; un petit tube de verre blanc à base de potasse (afin de le rendre plus hygrométrique), fermé à sa partie inférieure, est rempli d'une solution de sulfate de zinc pur, également saturée à la température de zéro, et placé dans l'axe du gros tube dans lequel il se fixe, grâce à des renflements convenablement placés, et qui le contient dans l'axe.

Un fil de cuivre scellé dans le bouchon du petit tube, plongeant dans le sulfate de cuivre, et un fil de zinc amalgamé soudé à un fil de platine scellé dans le bouchon du gros tube, plongeant dans le sulfate de zinc, constituent les pôles de l'élément. Le niveau des deux liquides est inférieur à l'orifice du tube à sulfate de zinc; le mélange des deux liquides est donc impossible, et la communication électrique s'établit par la couche d'eau condensée à la surface du tube à sulfate de zinc ([1]). Il est bon de chauffer ce tube au rouge pour détruire toute trace de matières grasses à sa surface, avant de le remplir, et de ne le manier ensuite qu'avec des pinces métalliques préalablement rougies.

L'emploi de ces éléments comme étalon ne laisse rien à désirer; si la pile de charge est constante, on retrouve toujours le même nombre à l'échelle divisée, comme valeur de 1 daniell, même lorsqu'on a laissé l'élément plusieurs heures en court circuit. Nous n'avons pu mesurer sa résistance intérieure; car, en introduisant entre les deux pôles une résistance de 7000 ohms, nous n'avons pu trouver entre eux aucune différence de potentiel appréciable à l'électromètre, nous n'avons pu obtenir la plus faible déviation dans un galvanomètre, ni le plus léger bruissement dans un téléphone.

La valeur considérable de la résistance intérieure nécessite un bon isolement des deux pôles, car la moindre dérivation par conductibilité superficielle produirait un abaissement notable du po-

---

([1]) Un élément qui offre avec le nôtre ce dernier point de ressemblance a été proposé par M. O. Lodge (*Phil. Mag.*, t. V, p. 1; 1878). Mais les conditions de comparabilité et surtout d'isolement nous paraissent bien supérieures dans l'élément que nous avons construit.

tentiel; aussi avons-nous déterminé la forme de l'élément de manière à éloigner le plus possible les deux pôles l'un de l'autre; le vernissage à la gomme laque rend l'isolement parfait, comme nous nous en sommes assurés.

Nous avons modifié la construction de cet élément, afin de le rendre transportable sans accident; il suffit, pour cela, de remplacer les deux liquides par de la pierre ponce pulvérisée, calcinée au rouge avec de l'acide sulfurique, puis imbibée de deux solutions respectives. Le potentiel est le même, que l'on fasse usage de la pile à liquides ou à ponce, ou même de 1 élément Daniell à vase poreux chargé des deux mêmes solutions, avant que la diffusion ait modifié leur composition.

Ces éléments peuvent donc être employés, soit comme étalon, soit comme pile de charge; dans ce dernier cas, on les range dans une boîte fermée et des conducteurs rigides passent, sans les toucher, dans l'axe de deux tubes d'ébonite fixés dans l'une des parois.

Au lieu d'éléments Daniell, on peut employer, comme piles de charge, des éléments à bichromate construits de la même manière (zinc, sulfate de zinc, bichromate saturé avec $\frac{1}{10}$ d'acide sulfurique, platine), dont les liquides sont immobilisés par de la ponce, comme nous l'avons déjà dit. Ces éléments valent environ 2 volts, et ne se modifient pas après avoir été mis plusieurs heures en court circuit. En mesurant la différence de potentiel aux deux pôles entre lesquels nous avons interposé une résistance considérable, nous avons pu mesurer, dans certain cas, leur résistance intérieure qui était de 100000 ohms environ, et nous avons pu entendre de légers bruissements au téléphone; mais ces résultats sont très variables : le potentiel seul ne varie pas.

L'étalon de force électromotrice peut donc être facilement obtenu, soit d'une manière durable, pour les mesures électrostatiques avec les piles que nous venons de décrire, soit d'une manière passagère, pour les mesures électrodynamiques avec les mêmes liquides séparés par un vase poreux, en ayant soin, dans ce dernier cas, de renouveler les liquides qui sont parfaitement définis à chaque détermination; pour plus d'exactitude, l'élément doit être maintenu à zéro, ou, si l'on opère à la température ordinaire, sa force électromotrice doit être corrigée du coefficient,

très faible du reste, de variation avec la température. Les diverses déterminations numériques seront l'objet d'une communication ultérieure.

SUR LA VARIATION DE LA CONSTANTE CAPILLAIRE DES SURFACES EAU-ÉTHER, EAU-SULFURE DE CARBONE SOUS L'ACTION D'UNE FORCE ÉLECTROMOTRICE;

PAR M. KROUCHKOLL.

Dans le cours d'expériences, encore inédites, j'ai remarqué que les liquides isolants, tels que le sulfure de carbone, l'éther, l'essence de térébenthine, non miscibles à l'eau, lorsqu'ils se trouvaient en contact avec cette dernière, acquéraient une conductibilité notable, facile à constater à l'aide de l'électromètre Lippmann. Il était intéressant de rechercher si la constante capillaire à la surface de contact d'un tel liquide et de l'eau ne variait pas sous l'action d'une force électromotrice. Les expériences décrites plus bas ont montré que la constante capillaire des surfaces eau-éther, eau-sulfure de carbone, varie sous l'action d'une force électromotrice dans le même sens que celle de la surface eau-mercure.

1. On peut montrer par une expérience directe que l'éther, au contact de l'eau saturée de sulfate de zinc, se polarise par un courant de la même manière que le ferait une électrode métallique. Dans un tube en U on verse du sulfate de zinc dans l'une des branches et de l'éther dans l'autre; une lame de zinc amalgamé plonge dans le sulfate de zinc et une autre lame enveloppée dans du papier buvard imbibé du même sel plonge dans l'éther, de façon à empêcher le contact entre celui-ci et le zinc nu. Ces deux lames en contact avec du sulfate de zinc forment deux électrodes impolarisables. Elles sont alternativement mises en communication au moyen d'un commutateur convenable avec l'électromètre capillaire et avec une pile de quatre éléments Bunsen. On fait passer le courant pendant un instant et l'on établit la communication avec l'électromètre : ce dernier accuse, par un déplacement du ménisque, que l'éther est polarisé au contact du sulfate de zinc.

La polarisation augmente avec la durée du courant polarisant, ce qui prouve que le déplacement de l'électromètre est bien dû à une polarisation et non pas à une charge statique des électrodes. Du reste, ce déplacement est bien plus lent que dans le cas d'une décharge statique.

2. Un tube dans le genre de celui de l'électromètre Lippmann est soutenu verticalement et son bout capillaire plonge dans de l'eau saturée d'azotate d'urane contenue dans un verre. Ce tube est rempli d'éther saturé du même sel. Un fil de platine plonge dans l'éther et arrive jusqu'à la naissance de la partie capillaire du tube; un autre fil de platine plonge dans l'eau. Un microscope pourvu d'un micromètre oculaire est fixé horizontalement et braqué sur le ménisque éther-eau. Lorsque celui-ci a pris sa position d'équilibre dans le tube capillaire, on met les deux électrodes de platine en communication avec les pôles d'une pile de quinze éléments Bunsen, de manière que le pôle négatif de la pile communique avec le fil plongeant dans l'éther. On constate que le ménisque se déplace et monte dans le tube. Ce déplacement devient de plus en plus lent, à mesure que le ménisque s'avance; arrivé à un point, il s'arrête, s'y maintient pendant quelques instants, pour se mettre à redescendre d'abord lentement, puis un peu plus vite. Le ménisque passe ainsi par une position maxima. Si, pendant que le ménisque descend, après avoir passé par cette position maxima, on intervertit à l'aide d'un commutateur le sens de la polarisation, le ménisque revient vers sa position maxima et de là il se met de nouveau à descendre. Avec une force électromotrice de quinze éléments le déplacement de l'image est très visible. Si l'on diminue graduellement la force électromotrice de la pile (tout en laissant le pôle négatif de la pile en communication avec l'éther), on constate que les déplacements du ménisque deviennent plus lents et que le temps qu'il met pour atteindre sa position limite (en montant) devient de plus en plus long; les mouvements sont surtout lents aux environs de cette position. Si, pendant qu'il monte, on intervertit le sens du courant polarisant (en mettant le pôle positif en communication avec l'éther), le ménisque s'arrête un instant pour se mettre à descendre, d'abord assez vite, puis de plus en plus lentement.

Avec 5 éléments Bunsen, le pôle négatif communiquant avec l'éther, le ménisque est monté d'abord relativement vite (10 divisions micrométriques en trois minutes); puis, après s'être déplacé de 18 divisions, il s'est arrêté, pendant une heure, dans une position invariable. Quand on a changé le sens de la polarisation, le ménisque est redescendu d'un mouvement qui allait en se ralentissant.

Ces expériences s'expliquent bien par la variation de la constante capillaire de la surface eau-éther avec la différence électrique à cette surface : lorsque cette dernière croît d'une manière continue, la constante capillaire croît d'abord, atteint un maximum et décroît ensuite. La résistance de l'éther, même saturé d'azotate d'urane, étant énorme, l'électricité arrive à la surface du ménisque très lentement et l'influence de la déperdition devient très grande. La différence électrique au ménisque varie donc très lentement et d'autant plus lentement que la force électromotrice de la pile est plus faible; par suite, la vitesse du déplacement du ménisque varie dans le même sens. Ce déplacement se ralentit à mesure que la constante capillaire s'approche de son maximum; il se ralentit aussi à mesure que le ménisque descend (lorsque l'éther communique avec le pôle positif), car, dans ce cas, la colonne capillaire s'allongeant, le temps que met l'électricité pour arriver au ménisque croît de plus en plus.

Ces expériences ont été répétées avec du sulfure de carbone et de l'eau acidulée; elles ont donné les mêmes résultats. Le sulfure de carbone, contenant des traces d'eau, étant plus résistant que l'éther, il faut employer des forces électromotrices plus grandes. Dans une série de ces expériences, on s'est servi d'un électrophore qu'on déchargeait à travers le sulfure de carbone.

L'explication précédente de ces phénomènes se trouve confirmée par l'expérience suivante : Je charge un électromètre capillaire à tube très fin à travers une couche de benzine de $0^{m},137$ de longueur et de $0^{m},002$ de section, avec une force électromotrice de 5^{volts}, en polarisant négativement le mercure du tube capillaire. Le mercure rentre lentement, arrive à sa position maxima, s'arrête un peu pour se mettre à descendre vers la pointe. On le laisse descendre sur une certaine longueur et à ce moment on intervertit brusquement le sens du courant de charge. Le mercure capillaire,

quoique recevant maintenant de l'électricité positive, rentre se dirigeant vers sa position maxima, et, arrivé là, il s'arrête un peu pour se mettre à descendre très rapidement. Si pendant cette descente on intervertit de nouveau le sens du courant, le mercure revient de nouveau vers sa position maxima pour se mettre à descendre ensuite. On voit donc qu'on peut, avec l'électromètre capillaire, observer les mêmes phénomènes que j'ai décrits plus haut : il suffit pour cela de polariser très lentement la surface du mercure capillaire.

3. On peut reproduire, avec l'éther et le sulfure de carbone, les expériences bien connues de M. Lippmann, qui consistent à faire couler du mercure par la pointe d'un entonnoir effilé plongeant dans de l'eau acidulée, contenue dans un vase au fond duquel se trouve du mercure, ou à déformer mécaniquement la surface eau-mercure. Pour la première expérience, on se sert de l'appareil décrit plus haut. Il suffit de laisser couler l'éther ou le sulfure de carbone et de mettre les deux électrodes de platine en communication avec un électromètre capillaire. Le déplacement du ménisque de celui-ci indique que l'éther ou le sulfure de carbone s'électrise négativement.

Pour la seconde expérience, je me sers d'un tube en U, contenant dans une de ses branches du sulfure de carbone ou de l'éther saturé d'azotate d'urane, dans l'autre de l'eau acidulée ou saturée d'azotate d'urane. Les deux liquides sont mis en communication avec un électromètre Lippmann. On compense la différence électrique qui existe presque toujours entre les fils et au contact des liquides, à l'aide d'une dérivation prise sur le circuit d'un daniell. L'équilibre électrique atteint, on incline le tube autour d'une horizontale passant par les axes de ses deux branches, et l'on constate, par le déplacement du ménisque, que l'éther ou le sulfure de carbone s'électrise négativement. En ramenant le tube dans sa position primitive, l'électromètre revient à son point de départ. Dans cette expérience, on peut remplacer l'électromètre par un galvanomètre à fil fin et le tube en U par deux vases contenant l'un de l'eau acidulée ou saturée d'azotate d'urane, l'autre ce même liquide que surnage une couche de sulfure de carbone ou d'éther (saturée d'azotate d'urane), les deux vases communiquant entre

eux par un tube recourbé ou par une mèche mouillée. Cette expérience réussit particulièrement bien avec l'éther et l'eau saturés d'azotate d'urane.

LORD RAYLEIGH. — On the electro-chimical equivalent of silver and on the absolute electromotive force of Clark cells. (Sur l'équivalent électrochimique de l'argent et sur la force électromotrice absolue des piles Clark); *Proceedings of the Royal Society of London,* 27 mars 1884.

Ce sont les difficultés relatives à l'électrolyse de l'azotate d'argent qui ont retardé la publication de ce travail commencé il y a un an et demi. Pour rendre le dépôt d'argent plus compact, on ajoutait, dans les premiers essais, de l'acétate d'argent à l'azotate. On évitait ainsi le risque de perdre un peu d'argent dans le courant de l'expérience; mais, d'après l'auteur, ce n'est pas là la cause principale d'inexactitude. Ce qu'il faut surtout éviter, c'est l'emprisonnement de l'électrolyte dans les grains de l'argent déposé, et c'est surtout quand le dépôt est serré et adhérent que cette cause d'erreurs est à craindre. Aussi, dans les dernières recherches, se servait-on exclusivement d'azotate pur. Le poids d'argent déposé a varié entre 2^{gr} et 3^{gr}.

On a trouvé $1{,}118.10^{-2}$ pour l'équivalent électrochimique de l'argent en C.G.S. Ce nombre, presque identique à celui trouvé par Kohlrausch ($1{,}1183.10^{-2}$), diffère peu de celui obtenu par M. Mascart ($1{,}124.10^{-2}$). En pratique, on peut donc dire que l'ampère, par heure, déposerait $4^{gr},025$ d'argent.

Connaissant l'intensité du courant fourni par une pile, il suffirait de mesurer la résistance de la pile pour en déduire sa force électromotrice. Cette méthode a donné pour un étalon Latimer-Clark $1^{volt},453$ au lieu de $1^{volt},457$. Si, de plus, au lieu de considérer l'étalon donné par l'Association britannique comme valant 1 ohm, on prend la valeur $0^{ohm},9867$, au lieu de $1^{volt},453$, on trouve $1^{volt},434$. B.-C. DAMIEN.

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES (DE GENÈVE).

3e période. — Tomes IX et X; 1883.

C.-E. GUILLAUME. — Sur les condensateurs électrolytiques, t. IX, p. 121, et t. X, p. 495.

On sait qu'un condensateur électrolytique est un voltamètre que l'on met en communication avec une pile de force électromotrice trop faible pour produire l'électrolyse. M. Blondlot a déjà étudié ces condensateurs dans un Mémoire publié dans ce journal [1], et a montré comment on peut déduire correctement la capacité de la détermination de la charge vraie correspondant à une force électromotrice donnée. M. Guillaume prend simplement une force électromotrice donnée agissant pendant un temps plus ou moins considérable et mesure la décharge au moyen d'un galvanomètre à impulsion; avec un voltamètre à électrodes de platine plongeant dans une solution de sulfate de cuivre, il trouve, comme l'avait fait M. Blondlot, que la capacité dépend du potentiel de charge, mais qu'elle passe par un maximum entre 0,7 et 0,8 Daniell.

Pour l'influence de la durée de la charge, les résultats numériques, que d'ailleurs l'auteur ne discute pas, s'accordent avec ceux de M. Blondlot.

En étudiant divers liquides, M. Guillaume trouve que la distance des électrodes, qui n'a que peu d'influence dans le voltamètre à sulfate de cuivre, en a une considérable dans un voltamètre à eau sensiblement pure; dans ce dernier cas, la capacité dépend peu du potentiel, le voltamètre à eau presque pure (eau de neige désaérée) se rapproche donc jusqu'à un certain point des condensateurs à diélectriques.

Après ces résultats assez incomplets, l'auteur essaye une théorie mathématique. Il admet qu'un condensateur électrolytique est analogue, non pas à un condensateur à diélectrique, mais à deux condensateurs, chacun étant constitué par une des électrodes et le liquide qui l'entoure.

---

(1) *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 277, 333, 434.

SCHNEEBELI. — Détermination de la capacité absolue de quelques condensateurs en mesure électromagnétique, t. IX, p. 345.

La méthode consiste à charger un condensateur par une force électromotrice connue P et à le décharger dans un galvanomètre pour lequel on connaît la quantité d'électricité e, qui produit une déviation d'une division de l'échelle. Soient x le nombre de divisions donné par la décharge, C la capacité du condensateur, on a

$$C = \frac{ex}{P}.$$

Pour déterminer e, M. Schneebeli a procédé : 1° avec l'aide de l'induction voltaïque; 2° avec l'aide de l'induction terrestre.

Dans le premier cas, il a employé deux spires de forme circulaire, déjà utilisées par M. H.-F. Weber. Le potentiel électrodynamique réciproque des deux circuits est calculé en unités absolues; de même pour l'intensité du courant inducteur. La résistance du circuit induit est mesurée en unités de mercure et multipliée par le nombre $0,955 . 10^{10}$ (système millim., milligr., seconde), ce qui revient à admettre pour l'ohm vrai la valeur $1^{m},047$, voisine de l'ancienne unité de l'Association britannique. M. Schneebeli trouve dans deux séries de mesures faites dans deux positions différentes, des valeurs $0,9651 . 10^{-16}$ et $0,9637 . 10^{-16}$ de la capacité de son condensateur.

Dans le second cas, il calcule la quantité d'électricité développée par une rotation de 180° autour d'un axe vertical d'un inducteur terrestre. Celui-ci contenait 678 tours de fil avec un diamètre moyen de $269^{mm},38$. On est conduit, pour la capacité du condensateur, à la valeur $0,9662 . 10^{-16}$. Le condensateur étalon vaut, par suite (à la température de 22°), 0,9650 microfarads.

En comparant aux étalons de divers constructeurs, M. Schneebeli trouve les valeurs suivantes :

	Température, 20°.	
	Valeur nominale.	Valeur réelle.
	micr.	micr.
Condensateurs Elliott	1,000	1,042
» Clark	1,000	1,045
» Siemens brother	1,490	1,475
» Berthoud, Borel et Cie (Suisse).	1,018	1,016

En tenant compte de la définition *légale* de l'ohm qui vient d'être donnée par la Commission internationale, il faudrait multiplier les valeurs trouvées par $\frac{1060}{1047}$ pour avoir les mesures en microfarads *légaux*.

J. MAURER. — Sur la théorie de l'absorption atmosphérique de la radiation solaire, t. IX, p. 375.

L'auteur cherche quelle est, en fonction de la hauteur zénithale du Soleil, la valeur de ε qu'il faut introduire dans la formule de Pouillet $W = W_0 p^\varepsilon$, où W et W_0 désignent les quantités de chaleur qui tombent normalement sur une surface donnée placée sur le sol ou aux limites de l'atmosphère. Les valeurs auxquelles conduit la formule de M. Maurer sont, jusqu'à la distance zénithale 70°, parfaitement d'accord avec celles que l'on tire des formules données par Bouguer, par Lambert et par Laplace. Les deux dernières ont servi à la confection de Tables, publiées dans l'*Annuaire de Montsouris*, en 1879, par M. Descroix, pour la formule de Lambert; en 1882, par M. Violle, pour celle de Laplace. Au delà de 76°, la formule de M. Maurer donne des nombres qui se rapprochent de ceux de Lambert, tout en étant un peu plus grands, mais qui restent bien moins élevés que ceux tirés des formules de Bouguer et de Laplace, ceux-ci étant d'ailleurs à très peu près identiques entre eux.

G. CELLÉRIER. — Note sur la réfraction cométaire, t. IX, p. 425.

M. Cellérier avait étudié la réfraction cométaire, en supposant la comète cylindrique et formée de couches cylindriques homogènes ([1]). Maintenant il généralise ses formules en supposant que la forme extérieure est une surface de révolution et que la constitution est symétrique autour de l'axe de cette surface.

J.-L. SORET. — Recherches sur l'absorption des rayons ultra-violets par diverses substances; IV° Mémoire, t. IX, p. 513; V° Mémoire, t. X, p. 429 ([2]).

M. Soret décrit d'abord les appareils qui lui ont servi dans ces nouvelles recherches. Le *porte-étincelle revolver* consiste en deux roues dont les axes sont à angle droit; l'axe et la partie centrale sont en laiton et la circonférence formée de différents métaux : aluminium, cadmium, zinc, fer, bismuth, antimoine, magnésium. On fait éclater des étincelles d'induction entre les parties voisines des deux roues, et l'on peut, sans changement dans les appareils, obtenir rapidement des combinaisons très variées.

Le *colorimètre* est un appareil qui sert à faire varier l'épaisseur de la couche liquide traversée par les rayons ultra-violets, et à déterminer ainsi l'épaisseur minima sous laquelle telle ou telle raie cesse d'être visible. La lumière provenant des étincelles est rendue parallèle par une lentille de quartz et traverse un vase de verre fermé à sa base par une lame de quartz, rempli de liquide et où plonge un tube de verre fermé aux deux bouts par des lames de quartz. Une crémaillère permet de déplacer ce tube et de mesurer les déplacements. Au-dessous du colorimètre et dans une direction verticale, est un spectroscope à oculaire fluorescent.

M. Soret, après avoir déterminé les épaisseurs d'un liquide produisant l'extinction des diverses raies métalliques, construit

---

([1]) *Journal de Physique*, 2° série, t. II, p. 387.
([2]) *Journal de Physique*, 1re série, t. VIII, p. 145, et t. X, p. 186.

des courbes ayant pour abscisses les déviations des diverses raies dans son spectroscope, et comme ordonnées les épaisseurs. Il est clair que de semblables courbes ne peuvent que permettre la comparaison de deux corps, et ne déterminent que de très loin les spectres d'absorption ; il est inutile d'insister sur ce point. Il faut remarquer d'ailleurs que les variations d'intensité des raies n'ont sur le moment de leur disparition qu'une influence assez faible ; c'est ce dont M. Soret s'est assuré en interposant sur le trajet de la lumière un polariseur Foucault qui l'affaiblit de près de 60 pour 100. L'épaisseur produisant l'extinction, avec une solution d'azotate de potasse, n'a varié que de 12 pour 100 en moyenne.

La méthode, appliquée en particulier à l'étude de l'ammoniaque et des composés ammoniacaux provenant des usines à gaz, a montré l'existence d'une bande d'absorption très nette, correspondant aux raies 18 et 20, que M. Soret avait déjà signalées dans ces substances, et qui manquent dans l'ammoniaque et les sels parfaitement purs. Cette bande est due à la *picoline* et à la *naphtaline ;* il est très difficile de purifier entièrement l'ammoniaque de ces corps et la méthode devient un procédé très sensible d'analyse qualitative et même, jusqu'à un certain point, quantitative.

Dans le cinquième Mémoire, M. Soret étudie, au point de vue de la transparence actinique, un certain nombre de substances appartenant à l'organisme animal.

Parmi les milieux de l'œil, l'humeur aqueuse et l'humeur vitrée, sous une épaisseur maximum de 4^{mm} à 5^{mm}, montrent une large bande d'absorption pour les raies 16 à 20 et une transparence marquée pour la raie plus réfrangible 22 ; puis la transparence diminue assez régulièrement. Le cristallin et la cornée sont beaucoup plus absorbants ; ces résultats sont en contradiction avec les expériences de M. Mascart sur le spectre ultra-violet.

Un grand nombre de substances albuminoïdes ont toutes montré une bande d'absorption sur 17, puis une bande de transparence sur 18 ; elles deviennent très absorbantes à partir de 22. La bande de transparence disparaît par l'action de la potasse. La gélatine ne présente pas de bande d'absorption.

Parmi les autres corps étudiés, on peut citer le sang qui, outre la bande d'absorption dans le violet déjà signalée par M. Soret, a

deux bandes, l'une sur 12, l'autre sur 17; celle-ci est évidemment due à l'albumine du sang.

D. COLLADON. — Mouvements remarquables qui succèdent quelquefois à la chute des grains de grêle ou de grésil, t. IX, p. 113.

M. Colladon a observé des mouvements singuliers dans des grains de grésil, qui, restant immobiles pendant une ou deux secondes après leur chute, étaient ensuite projetés à une hauteur pouvant atteindre $0^m,25$ ou $0^m,30$, comme par une impulsion du sol. Ce curieux phénomène s'est présenté dans deux chutes de grésil à Genève, l'une le 19 janvier 1881, l'autre en mars 1883, et une troisième fois dans une chute de grêle, aux Hauts-Crêts, au sommet du coteau de Cologny. M. Colladon rappelle deux observations semblables de M. Melsens, publiées dans la *Lumière électrique* du 26 février 1881.

R. CLAUSIUS. — Théorie des machines dynamo-électriques, t. X, p. 623-665.

Pour l'analyse de cet important Mémoire, nous conserverons les numéros d'ordre et les titres de paragraphes.

1. *Parties essentielles d'une machine dynamo-électrique.* — M. Clausius prend comme type une machine Gramme ou Siemens, distingue dans l'électro-aimant mobile la *spirale* proprement dite, et le *noyau* qui pourrait être fixe. Celui-ci est aimanté par deux causes : l'action de l'électro-aimant fixe et celle du courant qui parcourt chaque moitié de la spirale. La spirale subit une triple induction : celle de l'électro-aimant fixe, celle du noyau et celle du courant qui circule en elle et change de sens aux ressorts de contact.

2. *Loi de l'induction.* — Tout cet ensemble peut être consi-

déré comme constitué uniquement par des courants fermés. En prenant un conducteur σ parcouru par l'unité de courant, on forme le potentiel électrodynamique W des courants sur le courant fermé σ et la force électromotrice induite dans ce conducteur par un changement quelconque est

$$e = -\frac{dW}{dt}, \tag{2}$$

3. *Application à la spirale mobile.* — Prenons comme conducteur σ une des subdivisions de la spirale et comme courants agissant sur lui ceux qui équivalent aux masses magnétiques. Il faut remarquer que, quand la subdivision passe sur un ressort de contact, le sens où la force électromotrice doit être considérée comme positive change; il suffit donc de considérer une demi-révolution. En appelant W' et W'' les valeurs de W quand la subdivision passe à un des ressorts de contact, n le nombre des subdivisions, ν le nombre de tours par unité de temps, on trouve facilement pour la force électromotrice dans la spirale entière

$$E_1 = n(W' - W'')\nu. \tag{6}$$

4. *Action réciproque du conducteur en mouvement sur le conducteur fixe.* — Cette action est nulle. On le voit, en formant le potentiel électrodynamique d'une subdivision σ parcourue par un courant j sur un conducteur s, comme dans le conducteur fixe, le sens des forces positives ne change pas, on étend l'intégration à un tour entier; l'intégrale définie est nulle.

5. *Action inductrice du conducteur mobile sur lui-même.* — M. Clausius suit ici les principes posés par Maxwell et par M. Joubert. Il n'y a d'induction produite qu'au moment du renversement du courant dans la subdivision. Une partie de ce renversement se produit pendant l'instant très court où la subdivision est fermée sur elle-même par les balais; à ce moment, elle n'appartient plus au circuit général, et l'on n'a à considérer que son action sur les autres subdivisions; les actions exercées se détruisent à cause du changement de direction des forces positives dans les deux moitiés de la spirale.

Une autre partie du renversement se produit quand la subdivi-

sion est entrée dans la seconde moitié de la spirale; il y a, dans ce cas, induction de la subdivision sur elle-même et sur le reste du circuit. La force électromotrice induite, qui est négative, dépend de la construction de la machine; on peut, en désignant par ρ un facteur indéterminé, poser

(7) $$E_2 = -\rho iv,$$

et la force électromotrice totale est

(8) $$E = n(W' - W'')v - \rho iv.$$

Il faut remarquer que W est à très peu près proportionnel à la longueur d'une subdivision ou à $\frac{1}{n}$, et que, par suite, E_1 est indépendant de n. Pour former E_2, il faut former les potentiels d'une subdivision sur elle-même et sur une autre subdivision, quantités proportionnelles à $\frac{1}{n^2}$, puis multiplier par n pour avoir l'action totale; donc E_2 est proportionnel à $\frac{1}{n}$. Il y a, par suite, avantage à diminuer E_2 qui est négatif, en augmentant le nombre des subdivisions.

6. *Travail effectué par les forces électromotrice et pondéromotrice.* — Le travail de la force électromotrice, pendant l'unité de temps, est

(9) $$Ei = n(W' - W'')iv - \rho i^2 v.$$

Le travail de la force pondéromotrice exercée sur la spirale par le reste du système est, pendant le temps dt et pour une subdivision,

$$\frac{i}{2}\frac{dW}{dt}dt,$$

puisque chaque moitié est traversée par le courant $\frac{i}{2}$. On en déduit le travail pendant l'unité de temps pour la spirale entière

(10) $$T = n(W'' - W')iv,$$

d'où

(11) $$Ei = -T - \rho i^2 v.$$

7. *Détermination du magnétisme des aimants qui font partie de la machine.* — Le moment magnétique de l'électro-aimant fixe peut être représenté par la formule

$$M = \frac{Ai}{1 + \alpha i}, \tag{12}$$

où A et α sont des constantes. Ceci résulte des expériences de Frölich [1].

C'est une expression empirique qu'on peut appliquer à la machine en pleine marche, cas où l'on peut négliger l'effet du magnétisme rémanent.

Pour le *noyau* de la spirale, il est soumis à deux forces magnétisantes :

1° L'action de l'électro-aimant fixe, qui produirait, si elle agissait seule, un moment

$$\frac{CM}{1 + \gamma M};$$

2° L'action de la spirale, qui produirait, à elle seule, un moment

$$\frac{CN}{1 + \gamma N},$$

où N est égal à Bi, i étant l'intensité du courant dans l'ensemble des deux moitiés de la spirale.

Quand ces deux forces agissent simultanément, elles produisent le moment

$$P = \frac{C\sqrt{M^2 + N^2}}{1 + \gamma\sqrt{M^2 + N^2}}.$$

On ne diminuera que peu l'exactitude de cette formule *empirique* en la remplaçant par la suivante :

$$P = \frac{C\sqrt{M^2 + N^2}}{1 + \beta i}, \tag{14}$$

où β est une constante spéciale à chaque machine.

---

[1] Frölich. *Electrotechn. Zeits. des Berl. Electrotechn. Vereins*, II, p. 139; 1881.

Les deux forces magnétisantes sont rectangulaires ; en appelant φ l'angle que fait l'axe du moment P avec la première force, laquelle est dirigée en sens inverse de l'axe de l'électro-aimant fixe, on trouve facilement pour les composantes de P, suivant les directions des deux forces,

$$(16) \qquad \begin{cases} P_1 = P\cos\varphi = \dfrac{CM}{1-\beta i}, \\ P_2 = P\sin\varphi = \dfrac{CN}{1+\beta i}. \end{cases}$$

8. *Travail des forces pondéromotrices et électromotrices dans le cas où le noyau de la spirale est en repos.* — Dans cette supposition théorique, la force pondéromotrice exercée par l'électro-aimant fixe sur la spirale mobile est proportionnelle à M (équation 12) et à N. Le travail exercé par cette force, pendant l'unité de temps, peut donc s'écrire

$$-hMNv.$$

Quant à l'action pondéromotrice du noyau sur la spirale, elle dépend du moment N et des deux composantes P_1 et P_2 (16). L'axe de P_2 coïncide avec l'axe de N ; le moment de rotation de P_2 est nul. Reste P_1 qui donne un travail

$$-kNP_1v.$$

La somme de ces deux travaux est égale à T (10) et, de celle-ci, on déduit Ei (11). En remplaçant P_1 par sa valeur, on obtient

$$(19) \qquad T = MN\left(h + \frac{C}{1+\beta i}\right)v,$$

$$(20) \qquad Ei = MN\left(h + \frac{kC}{1+\beta i}\right)v - \rho i^2 v.$$

9. *Travail des forces pondéromotrices et électromotrices dans le cas où le noyau accompagne la spirale mobile dans sa rotation.* — Supposant d'abord la rotation peu rapide, les pôles dans le noyau en mouvement ont la même position et la même intensité que dans le noyau immobile. La force électromotrice ne change pas. Quant à la force pondéromotrice, la force exercée

par le noyau sur la spirale est détruite par une force égale et contraire, mais il faut ajouter la force exercée par l'électro-aimant fixe sur le noyau. On remarque que, si le noyau *seul* est mobile, comme c'est un solide de révolution dont l'axe coïncide avec l'axe de rotation, il ne se meut pas; donc l'action exercée par l'électro-aimant fixe sur le noyau est égale et de signe contraire à celle exercée par la spirale, égale par suite à celle exercée par le noyau sur la spirale, et des expressions (19) et (20) subsistent dans le cas actuel.

10. *Modifications à apporter aux résultats précédents dans le cas d'une rotation rapide.* — Par suite de l'inertie que le fer du noyau oppose aux changements rapides d'aimantation, la valeur de l'angle φ du n° 7 n'est pas exacte; on peut admettre que l'axe magnétique du rayon est déplacé dans le sens de la rotation d'un petit angle proportionnel à la vitesse, d'où

$$\varphi' = \varphi + \varepsilon v.$$

M. Clausius admet pour l'intensité des pôles que le nouveau moment magnétique est égal à la projection du moment primitif sur la nouvelle direction de l'axe, et, en le décomposant en deux composantes rectangulaires et négligeant les puissances de εv supérieures à la première, on a, en tenant compte des équations (16),

$$(23)\qquad \begin{cases} P'_1 = \dfrac{C}{1+\beta i}(M - \varepsilon v N), \\ P'_2 = \dfrac{C}{1+\beta i}(N + \varepsilon v M). \end{cases}$$

Il y a, en outre, une double action défavorable sur le noyau; ce sont les courants dits de Foucault qui se produisent par suite du déplacement du noyau devant l'électro-aimant fixe et des renversements du courant dans les subdivisions. Dans la machine Gramme, on évite ces courants en employant pour noyau un faisceau annulaire de fil de fer. Par des raisonnements et des calculs analogues aux précédents, on obtiendrait à la place de (23) les expressions

$$(24)\qquad \begin{cases} P''_1 = \dfrac{C}{1+\beta i}(M - \varepsilon v N) - \eta v N\left(1 + \dfrac{D}{1+\beta i}\right), \\ P''_2 = \dfrac{C}{1+\beta i}(N + \varepsilon v M) + \eta v M\left(1 + \dfrac{D}{1+\beta i}\right), \end{cases}$$

où η_1 est une constante très petite et D une constante analogue à C. En posant

$$\varepsilon' = \varepsilon + \frac{D}{C}\eta_1,$$

on a enfin

$$(26)\quad \begin{cases} P''_1 = \dfrac{C}{1+\beta i}(M - \varepsilon' v N) - \eta_1 v N, \\ P''_2 = \dfrac{C}{1+\beta i}(N + \varepsilon' v M) + \eta_1 v M. \end{cases}$$

11. *Emploi des quantités qui précèdent pour déterminer les travaux effectués par les forces pondéromotrice et électromotrice.* — Quand le noyau tourne, il faut remplacer dans les expressions du n° 8 le produit NP_1, relatif à l'action du noyau *fixe* sur la spirale, par le produit MP_2, relatif à l'action de l'électro-aimant fixe sur le noyau *mobile*. En remplaçant P_1 et P_2 par P''_1 et P''_2, et substituant à P''_1 et P''_2 leurs valeurs, ainsi qu'à M et N, on a

$$\text{(I)}\quad T = -\left[\frac{AB}{1+\alpha i}\left(h + \frac{kC}{1+\beta i}\right)v + \frac{kA^2}{(1+\alpha i)^2}\left(\eta_1 + \frac{\varepsilon' C}{1+\beta i}\right)v^2\right]i^2,$$

$$\text{(II)}\quad E = \left[\frac{AB}{1+\alpha i}\left(h + \frac{kC}{1+\beta i}\right)v - \rho v - kB^2\left(\eta_1 + \frac{\varepsilon' C}{1+\beta i}v^2\right)\right]i$$

et, en posant

$$a = \frac{1}{\alpha}, \quad b = \frac{1}{\beta}, \quad p = \frac{hAB}{\alpha},$$

$$q = \frac{kABC}{\alpha\beta}, \quad l = \frac{A}{B\alpha}, \quad \sigma = kB^2\eta_1, \quad \lambda = \frac{kB^2C\varepsilon'}{\beta},$$

les équations deviennent

$$(\text{I}_\alpha)\quad T = -\left[\frac{1}{a+i}\left(p + \frac{q}{b+i}\right)v + \left(\frac{l}{a+i}\right)^2\left(\sigma + \frac{\lambda}{b+i}\right)v^2\right]i^2,$$

$$(\text{II}_\alpha)\quad E = \left[\frac{1}{a+i}\left(p + \frac{q}{b+i}\right)v - \rho v - \left(\sigma + \frac{\lambda}{b+i}\right)v^2\right]i.$$

12. *Détermination de l'intensité du courant fourni par la machine quand aucune force électromotrice étrangère n'agit sur le circuit.* — On peut, dans ce cas, en appelant R la résistance totale, poser $E = Ri$; on substitue dans l'équation (II_α). En divisant par le facteur commun i, et, en posant $\varpi = \frac{v}{R + \rho v + \sigma v^2}$,

on obtient une équation du second degré qu'on résout par rapport à i. Il faut prendre le signe $+$ du radical, ce qui, sauf pour les valeurs très petites de v, donne à i une valeur positive. En posant encore

$$w' = w\left(1 - \frac{\lambda}{p} v\right) \quad \text{et} \quad c = q - pa + pb,$$

on a, toutes réductions faites,

$$(40) \qquad i = \tfrac{1}{2}(pw' - a - b) + \tfrac{1}{2}\sqrt{(pw' + a - b)^2 + 4cw}.$$

La constante c peut être positive, négative ou nulle. Dans ce cas, on voit immédiatement que i est une fonction linéaire de w'. Dans le cas contraire, on obtient une courbe concave ou convexe suivant le signe de c, dont la courbure diminue quand w' augmente.

13. *Mise en marche de la machine.* — Pour de petites valeurs de v, la valeur de i tirée de (40) est négative, ce qui est inadmissible; mais il faut remarquer que, pour avoir l'équation du second degré en i, on a divisé par i; la solution $i = 0$ est alors la vraie solution. Au-dessous d'une certaine vitesse, il n'y a pas de courants. C'est ce qu'on nomme les *tours morts* de la machine.

Mais, pour ces valeurs très petites de v, on n'a plus le droit d'appliquer en toute rigueur l'équation II_α, à cause du magnétisme rémanent de l'électro-aimant. M. Clausius ne cherche qu'un calcul approximatif; il admet qu'au-dessous d'une certaine intensité i_1 la machine fonctionne comme *magnéto-électrique;* i_1 est la valeur que donnerait la formule (12) pour une valeur de M égale au moment magnétique rémanent. On a, par l'équation (40), la valeur de v qui lui correspond, qui est la vitesse qu'il faudrait donner à la machine pour qu'elle produise, en fonctionnant en machine *dynamo*-électrique, le courant i_1. Pratiquement, on peut prendre la limite v_0 de cette vitesse quand le moment rémanent et i_1 tendent vers o. On a, par cette valeur de v_0, le nombre des tours morts :

$$v_0 = \frac{ab\,\mathrm{R}}{pb + q - ab\rho}.$$

M. Clausius annonce, en terminant, l'application prochaine de ces équations fondamentales à l'étude du transport de la force par les machines dynamo-électriques. H. DUFET.

SILVANUS P. THOMPSON. — On adjustment of resistance-coils (Établissement d'étalons de résistance); *Philosophical Magazine*, 5ᵉ série, t. XVII, p. 265, 1884.

M. S. P. Thompson propose une méthode des plus précises et très rapide pour établir des étalons de résistance électrique. On prend un fil de maillechort dont la résistance est supérieure d'environ 2 pour 100 à celle que l'on veut établir et on le shunte au moyen d'une résistance beaucoup plus grande et connue approximativement, ainsi que l'indiquait, il y a près de vingt ans, Sir W. Thomson (*Comptes rendus de la Commission des unités électriques*). Le fil est soudé à deux bornes de cuivre, puis on le double, on l'enroule sur une bobine et l'on en mesure avec grand soin la résistance. On calcule la résistance à employer comme shunt pour obtenir exactement 1^{ohm} par exemple. Il faudra employer en pratique de 10^{ohms} à 80^{ohms} que l'on formera au moyen d'un fil beaucoup plus fin.

Soient R la résistance que l'on veut obtenir et R' celle que l'on a formée tout d'abord. La résistance du shunt à employer sera

$$S = \frac{RR'}{R - R'}.$$

Si l'on veut construire une bobine d'une résistance supérieure à 10^{ohms}, on soude comme précédemment les extrémités du fil dont la résistance est voisine de celle que l'on veut obtenir; mais, avant de l'enrouler, on soude à une certaine distance de l'extrémité ($\frac{1}{20}$ par exemple de sa longueur) une petite pièce de cuivre et l'on mesure avec soin la résistance des deux tronçons ainsi formés. On shunte alors, comme précédemment, le plus petit seulement, de manière à obtenir, en définitive, la résistance voulue.

A. LEDUC.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

6e série. — Tome II. — Juin 1884.

Annales de Chimie et de Physique.

J.-P. LANGLEY. — *Détermination expérimentale des longueurs d'onde dans le spectre prismatique invisible*, p. 145.

D. MENDELEEFF. — *Sur la dilatation des liquides*, p. 271.

HAUTEFEUILLE et CHAPPUIS. — *Action des effluves électriques sur l'oxygène et l'azote en présence du chlore*, p. 282.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XVII. — Juin 1884.

ROWLAND. — *Propagation d'un ébranlement électromagnétique arbitraire en ondes lumineuses sphériques, et théorie dynamique de la diffraction*, p. 413.

R.-H.-M. BOSANQUET. — *Détermination de la composante horizontale du magnétisme terrestre à Oxford*, p. 438.

G. QUINCKE. — *Mesure des forces magnétiques par une pression hydrostatique*, p. 447.

J.-J. DOBBIE et J.-B. HUTCHESON. — *Note sur un procédé simple et rapide pour déterminer le poids spécifique des solides*, p. 459.

F. GUTHRIE. — *Sur l'Eutexie*, p. 462.

W. BAILY. — *Anémomètre intégrateur*, p. 482.

Numéro supplémentaire.

E. EDLUND. — *Sur la grandeur de l'induction unipolaire de la Terre*, p. 493.

SILVANUS P. THOMPSON. — *Balance de résistance modifiée*, p. 507.

R. CLAUSIUS. — *Théorie de la transmission de la force par les machines dynamo-électriques*, p. 518.

R.-H.-M. BOSANQUET. — *Sur les électro-aimants*, p. 531.

W.-W.-G. NICOL. — *Saturation des solutions salines*, p. 537.

Tome XVIII; juillet 1884.

TH. CARNELLEY. — *La loi de périodicité mise en évidence par les propriétés physiques de certains composés inorganiques*, p. 1.

F. GUTHRIE. — *Sur les solutions salines et leur eau de constitution*, p. 22.

E. WIEDEMANN. — *Sur la décharge électrique dans les gaz*, p. 35.

F. TROUTON. — *Chaleur latente moléculaire*, p. 54.

SIR ARCHIBALD CAMPBELL et W.-T. GOOLDEN. — *Indicateur de vitesse pour les propulseurs nautiques*, p. 57.

W.-E. AYRTON et J. PERRY. — *Diagrammes des moteurs à gaz*, p. 59.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XXII, n° 6; 1884.

B. BUNSEN. — *Sur la condensation lente de l'acide carbonique par des surfaces de verre polies et les objections de M. Kayser à ce sujet*, p. 145.

A. WINKELMANN. — *Sur la diffusion des gaz et des vapeurs*, p. 152.

J. FRÖHLICH. — *Critique de la théorie de la polarisation de la lumière diffractée*, p. 161.

C. BENDER. — *Études sur les dissolutions salines*, p. 179.

E. KETTELER. — *Problème que la théorie de la réflexion de Neumann ne paraît pas pouvoir résoudre. Réflexion métallique et réflexion totale par les milieux transparents*, p. 204.

E. KETTELER. — *Réplique à M. Voigt*, p. 217.

W. VOIGT. — *Sur le retard produit par le passage de la lumière à travers une plaque, et quelques appareils qui s'y rapportent*, p. 226.

W. VOIGT. — *Sur le passage de la lumière à travers une plaque parallèle d'un milieu qui polarise la lumière circulairement*, p. 237.

H. MURAOKA. — *Fabrication des miroirs magiques japonais, et explication de leur pouvoir magique*, p. 246.

R. KRÜGER. — *Influence de l'humidité sur le courant produit par une machine à influence de première espèce*, p. 352.

E. DORN. — *Influence de l'extra-courant sur le mouvement d'un aimant à l'intérieur d'un multiplicateur*, p. 265.

F. HIMSTEDT. — *Deux formes différentes d'un disjoncteur automatique*, p. 276.

F. HIMSTEDT. — *Méthode pour la détermination de l'ohm*, p. 281.

H. MEYER. — *Réponse aux remarques de M. von Waltenhofen sur mes recherches relatives à la fonction magnétisante de l'acier*, p. 286.

L. BOLTZMANN. — *Démonstration de la loi de Stefan, relative à la variation du rayonnement de la chaleur avec la température, tirée de la théorie électromagnétique de la lumière*, p. 291.

G. KREBS. — *Démonstration élémentaire de la loi d'Avogadro*, p. 295.

W. SIEMENS. — *Sur une disposition propre à fournir l'unité de lumière adoptée par la conférence des unités électriques à Paris*, p. 304.

N° 7; 1884.

O. LEHMANN. — *Décharge électrique dans les gaz*, p. 305.

R. OVERBECK. — *Contributions aux recherches sur la production de*

courants thermo-électriques dans un conducteur formé d'une seule substance, p. 344.

C. FROMME. — *Changements de l'état moléculaire du fer produits par le recuit et la trempe*, p. 371.

W. HANKEL. — *Sur la production d'électricité qui accompagne certains dégagements de gaz*, p. 387.

W. v. BEETZ. — *Éléments normaux pour les mesures électrométriques*, p. 402.

F. KOHLRAUSCH. — *Sur la distance polaire, les coefficients d'induction et de température d'un aimant, et sur l'évaluation de moments d'inertie à l'aide d'une suspension bifilaire*, p. 411.

A. SCHRAUF. — *Équivalent de dispersion du diamant*, p. 424.

H. SCHNEEBELI. — *Recherches relatives à la chaleur rayonnante*, p. 430.

W. WEBER. — *Construction du pendule réversible de Bohnenberger pour l'évaluation de la longueur du pendule à secondes en fonction d'une unité de longueur donnée*, p. 439.

H. HERTZ. — *Équilibre des plaques élastiques vibrantes*, p. 440.

J. KOLLERT. — *L'électricité de la flamme*, p. 456.

H. MEYER. — *Nouvelle disposition du pont de Wheatstone modifié par Kirchhoff*, p. 460.

J. BODYNSKI. — *Rhéostat de Wheatstone à contact de mercure*, p. 463.

SUR LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DES DISSOLUTIONS SALINES TRÈS ÉTENDUES;

PAR M. E. BOUTY.

La conductibilité électrique des sels dissous dans l'eau varie avec la concentration d'une manière extrêmement complexe et différente d'un sel à un autre. On ne possède, à cet égard, ni loi générale, ni formule empirique d'une application quelque peu étendue. On conçoit *a priori* que cette conductibilité dépend à la fois de la nature chimique du sel, des hydrates qu'il est susceptible de former et de leur stabilité; l'expérience établit aussi qu'elle n'est pas sans relations avec quelques-unes des propriétés physiques de la dissolution, en particulier avec son degré de viscosité. Mais la part de ces diverses circonstances n'a pu être faite jusqu'ici.

Il m'a paru qu'il y avait lieu de simplifier d'abord le problème en ne considérant que des dissolutions de propriétés physiques identiques. J'ai donc pris des dissolutions tellement étendues que leur densité et leur viscosité se confondent avec celles de l'eau pure; leur conductibilité est encore relativement énorme par rapport à celle de l'eau et se mesure aisément par une méthode électrique dérivée de celle de M. Lippmann (1).

I. — Méthode de mesure.

Pour comparer les conductibilités électriques de deux liquides A et B, je dispose un circuit fermé de la manière suivante : *a* et *b* sont deux siphons capillaires, de 1^m de longueur environ, soutenus par le milieu et plongeant par leurs extrémités dans des vases poreux P. Ces vases sont eux-mêmes contenus dans des bocaux M communiquant entre eux, comme l'indique la *fig.* 1, par des siphons de verre gros et courts. Le courant de 1^{el} Daniell est amené par des électrodes de zinc amalgamé EE' dans les bocaux extrêmes. Tous les bocaux, à l'exception des vases poreux, con-

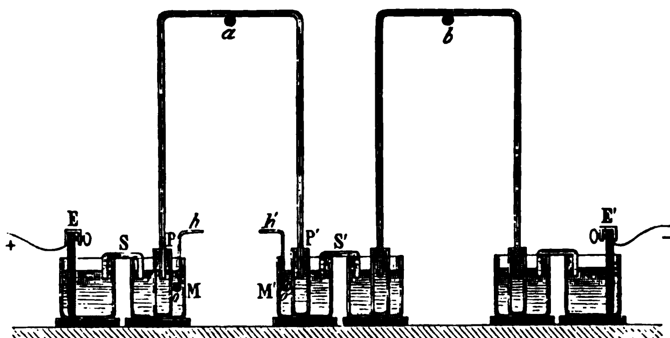
(1) LIPPMANN, *Comptes rendus*, t. LXXXIII, p. 192; 1876.

tiennent une même dissolution de sulfate de zinc : le liquide A remplit le siphon *a* et les vases poreux correspondants, le liquide B le siphon *b* et ses vases poreux. Toutes les parties du circuit sont soigneusement isolées par des lames d'ébonite bien sèches.

Deux électrodes parasites placées en *o* et en *o'* appartiennent à un second circuit secondaire, comprenant un électromètre de M. Lippmann et une force électromotrice que l'on fait varier à volonté, de manière à compenser la différence de potentiel des deux électrodes et à ramener l'électromètre au zéro.

Cela posé, soient *e* la différence de potentiel aux points *o*,*o'*, *r* la résistance interposée, qui se réduit très sensiblement à celle

Fig. 1.



de la colonne liquide contenue dans le siphon *a*, *i* l'intensité du courant dans le circuit principal; on a

$$e = ir. \tag{1}$$

De même, si l'on mesure la différence de potentiel *e'* aux deux extrémités du siphon *b*,

$$e' = ir'. \tag{2}$$

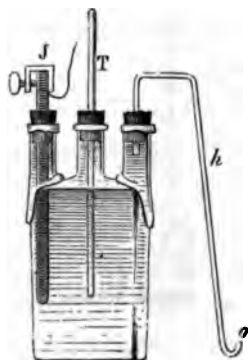
On a donc

$$\frac{r'}{r} = \frac{e'}{e},$$

et il suffit de mesurer *e'* et *e* pour obtenir le rapport $\frac{r'}{r}$ des résistances d'une colonne filiforme du liquide A à celle d'une autre colonne filiforme du liquide B.

Electrodes parasites. — Il est particulièrement commode de disposer les électrodes parasites, comme le représente la *fig.* 2. Un flacon à trois tubulures, entièrement plein d'une solution concentrée de sulfate de zinc, reçoit, par l'une des tubulures, un cylindre de zinc amalgamé J fixé par un bouchon et qui constitue l'électrode proprement dite; par la deuxième tubulure passe un tube à dégagement ordinaire; il est, comme le flacon, entièrement plein de sulfate de zinc. La troisième tubulure livre passage à une tige de verre passant à frottement dans le bouchon, et qui est employée comme piston plongeur, pour faciliter le remplissage exact du tube. Le flacon, ainsi préparé, constitue une élec-

Fig. 2.

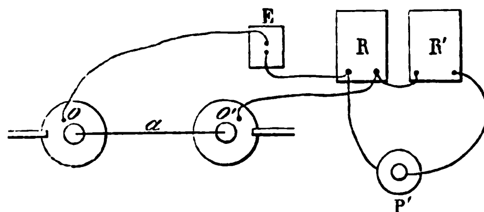


trode volante qu'on pose sur une plaque d'ébonite, et qu'on déplace au cours des expériences sans précaution comme sans difficulté. L'extrémité *o* du tube *h* plonge dans l'un des vases M et détermine le point du circuit principal où se fait la *prise de potentiel.* On vérifie qu'on peut déplacer arbitrairement ce point *o* dans le vase M, sans que le résultat d'une mesure soit altéré d'une quantité appréciable.

La disposition que je viens d'indiquer permet de donner à l'électrode parasite une grande surface, ce qui évite toute polari sation; elle assure, en outre, l'immobilité relative du zinc et ud liquide qui le baigne, et, par suite, elle évite la production de forces électromotrices accidentelles qui troubleraient les mesures.

Circuit secondaire. — Le circuit secondaire (*fig.* 3) contient une pile P′ de 1^{él} Daniell, fermée sur deux boîtes de résistance R, R′ de 10000^{ohms} chacune; aux deux extrémités de la boîte R s'attachent des fils de dérivation en communication avec l'électromètre E et les électrodes parasites. Supposons d'abord toutes les clefs de la boîte R fermées, celles de la boîte R′ ouvertes. La résistance comprise entre les points de dérivation est nulle, et la force électromotrice opposée à celle des électrodes parasites *o*, *o′* nulle. Si l'on porte une clef, 200 par exemple, de la boîte R en R′, on n'a pas changé la résistance du circuit de la pile P′, qui est toujours de 10000^{ohms} exactement, mais la dérivation comprenant maintenant 200^{ohms}, la force électromotrice de compensation est de $\frac{200}{10000}$ ou $\frac{1}{50}$

Fig. 3.



de la force électromotrice de la pile. On peut donc, en transportant des clefs de l'une à l'autre boîte, régler à volonté la dérivation et amener l'électromètre au zéro. La force électromotrice introduite représentera un nombre de $\frac{1}{10000}$ de daniell qu'on lira directement sur la boîte R : il suffira de faire la somme des nombres correspondant à chacune des clefs débouchées.

Marche d'une expérience. — Les électrodes parasites étant aux deux extrémités du siphon *a*, et le circuit primaire n'étant traversé par aucun courant, on compense d'abord la différence de potentiel très faible des deux électrodes; on lance le courant et l'on rétablit la compensation : on obtient ainsi la valeur de e. On interrompt le courant, on porte les électrodes parasites aux extrémités du siphon *b* et l'on mesure de même e'. On interrompt encore le courant, on ramène les électrodes aux bouts du siphon *a*, et l'on obtient une nouvelle valeur e_1 qui ne doit pas différer sensiblement de e. On prend pour valeur de $\frac{r}{r'}$ le rapport $\frac{e - e_1}{2e'}$.

Une nouvelle mesure est répétée dans les mêmes conditions, mais en remplissant les deux siphons et leurs vases poreux du même liquide A. Le rapport $\frac{r_1}{r'_1}$ fourni par cette seconde mesure donne la constante du siphon *a* par rapport au siphon *b*. Le quotient $\frac{r}{r'} : \frac{r_1}{r'_1}$ est le rapport des résistances spécifiques des liquides A et B.

La résistance totale du circuit primaire dépasse habituellement 100000^{ohms} et atteint parfois plusieurs mégohms. L'échauffement par le courant de $1^{\text{él}}$ Daniell y est donc absolument insensible, ce dont on s'assure par l'immobilité complète que conserve l'électromètre dès que la compensation est établie.

II. — Conductibilité des sels neutres en dissolution étendue.

Quand on prend une dissolution d'un sel neutre déjà assez étendue et qu'on double la quantité d'eau qu'elle contient, la résistance spécifique est, en général, loin de doubler, comme on serait porté à le croire *a priori :* elle se multiplie par un coefficient λ plus petit que 2, mais qui croît progressivement avec la dilution et tend vers la limite 2, mais seulement pour des dilutions excessives. Voici, par exemple, des nombres fournis par le sulfate de zinc:

Concentration initiale.	Rapport λ.
$\frac{1}{10}$	1,684
$\frac{1}{20}$	1,712
$\frac{1}{40}$	1,721
$\frac{1}{80}$	1,739
$\frac{1}{160}$	1,752
$\frac{1}{320}$	1,805
$\frac{1}{641}$	1,845
$\frac{1}{1280}$	1,963

Le chlorure de potassium a donné, dans une de mes expériences:

Concentration initiale.	Rapport λ.
$\frac{1}{30}$	1,921
$\frac{1}{60}$	1,943
$\frac{1}{120}$	1,931
$\frac{1}{240}$	1,933
$\frac{1}{480}$	1,958
$\frac{1}{960}$	1,945

Les sels anhydres se comportent, en général, comme le chlorure de potassium, c'est-à-dire que le rapport λ est assez voisin de 2, même pour des concentrations médiocres. Les sels hydratés sont, au contraire, comparables au sulfate de zinc, et ce n'est que pour des dilutions très grandes que le rapport λ s'approche de la valeur 2.

Soit p le poids de sel contenu dans l'unité de poids d'une dissolution saline; d'expériences analogues à celles que je viens de rapporter on est en droit de conclure qu'il y a pour chaque sel une valeur p_1 de p au-dessous de laquelle la conductibilité varie proportionnellement au poids de sel dissous. Il m'a paru intéressant de comparer entre elles les conductibilités des divers sels à un état de dilution assez avancé pour que cette proportionnalité puisse être considérée comme établie; désignons par e l'équivalent du sel; j'ai trouvé que l'on a

$$c = k\frac{p}{e}. \qquad (1)$$

Le coefficient k est très sensiblement le même pour tous les sels neutres.

Faisons dans la formule (1) $p = e$, c'est-à-dire considérons des dissolutions qui contiennent sous le même volume un équivalent des différents sels, ou le même nombre de molécules : la valeur de c est la même pour tous. *La conductibilité moléculaire de tous ces sels est la même.*

Pour les sels qui cristallisent anhydres, il est, en général, facile d'atteindre un degré de dilution, tel que la loi se vérifie exactement ($\frac{1}{1000}$ à $\frac{1}{4000}$); mais, pour les sels hydratés, il faudrait aller bien au-dessous de ces limites, ce qui exigerait que l'on eût à sa disposition de l'eau distillée rigoureusement pure : les nombres que je

publie prouvent seulement que leur conductibilité se rapproche de plus en plus d'obéir à la loi à mesure que la dilution augmente.

Les expériences ont été faites en comparant les résistances de dissolutions contenant $\frac{1}{20}$, $\frac{1}{200}$, $\frac{1}{1000}$, $\frac{1}{4000}$ de sel dissous aux résistances de chlorure de potassium de concentration identique. Les sels qui ont servi à faire les dissolutions sont, en général, des sels purs du commerce bien cristallisés ([1]). Le sel a été pesé à l'état solide, pour obtenir la dissolution la plus concentrée; celle-ci a ensuite servi à préparer les suivantes, par addition d'une quantité convenable d'eau distillée. Tous les dosages sont exacts à moins de $\frac{1}{200}$ près.

L'eau distillée du commerce avec laquelle ont été faites toutes les mesures est un corps de composition et de résistance essentiellement variables. Cependant cette résistance est en général plus de 100, et parfois plus de 300 fois plus considérable que celle d'une dissolution de chlorure de potassium au $\frac{1}{4000}$. On a donc négligé l'influence de la conductibilité propre à l'eau distillée. L'erreur qui en résulte est bien au-dessus de la limite des erreurs d'expérience pour les liqueurs au $\frac{1}{20}$, au $\frac{1}{200}$ et au $\frac{1}{1000}$; elle atteint au plus $\frac{1}{100}$ pour les liqueurs au $\frac{1}{4000}$.

Les Tableaux suivants permettront de se rendre compte du degré d'exactitude de la loi. Le rapport r des résistances varie avec la dilution et tend vers le rapport ρ des équivalents, rapidement pour les sels anhydres, plus lentement pour les sels hydratés et en particulier pour les sulfates.

Sels anhydres.

		Valeurs de r pour des concentrations de				
Formule du sel.	Équivalent.	$\frac{1}{20}$.	$\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.	ρ.
Cl	53,5	0,743	0,730	0,724	»	0,718
z	65	»	0,948	0,917	0,918	0,872
O, SO	66	»	1,057	1,009	»	0,886
O^2	69	1,221	1,112	1,038	1,016	0,926
	74,5	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
O, CrO	76,2	»	1,193	1,145	»	1,023
O, AzO^5	80	1,203	1,134	1,156	1,133	1,074
C^2AzO	81	»	1,231	1,238	1,196	1,087

Ces sels ont été fournis par la maison Billault.

Formule du sel.	Équivalent.	Valeurs de r pour des concentrations de $\frac{1}{20}$.	$\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.	ρ.
KO, SO^3	87	1,507	1,338	1,257	1,182	1,169
KO, CrO^3	98	1,473	1,375	1,312	»	1,304
KO, AzO^5	101	1,555	1,431	1,371	»	1,356
KO, SeO^3	110,75	»	1,658	1,557	1,564	1,487
KBr	119	1,472	1,536	1,531	»	1,597
KO, ClO^5	122,5	»	1,717	1,649	»	1,649
KO, ClO^7	138,5	»	1,898	1,867	»	1,859
AgO, SO^3	156	»	»	2,131	1,981	2,094
KO, Mn^2O^7	158	»	2,180	2,269	2,271	2,121
ZnI	160	»	2,055	2,333	2,160	2,148
PbO, AzO^5	165,5	3,721	2,834	2,530	2,212	2,221
KI	166	2,132	2,202	2,108	»	2,233
AgO, AzO^5	170	2,865	2,480	2,480	2,149	2,281
TiO, SO^3	260	»	4,044	3,611	3,238	3,382

Sels hydratés ou formant avec l'eau des combinaisons définies.

Formule du sel.	Équivalent.	Valeur de r pour des concentrations de $\frac{1}{20}$.	$\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{2000}$.	$\frac{1}{4000}$.	ρ.
CaCl	55,5	1,071	0,998	0,932	»	0,880	0,745
KFl	58	»	0,999	0,959	»	0,942	0,778
MnCl + 4HO	99	2,070	1,868	1,673	»	1,567	1,329
MgCl + 6HO	101,5	1,824	1,645	1,541	»	1,402	1,36[illegible]
BaCl + 2HO	122	2,114	1,857	1,772	»	1,558	1,638
MgO, AzO^5 + 6HO	128	»	2,273	2,147	»	1,998	1,718
NaO, CO^2 + 10HO	143	3,531	2,735	2,461	»	2,324	1,919
CuO, AzO^5 + 6HO	147,75	2,924	2,541	2,486	»	2,251	1,983
ZnO, AzO^5 + 6HO	149	2,842	2,569	2,533	2,345	»	2,000
CdO, AzO^5 + 4HO	155	3,144	2,796	2,701	2,559	»	2,081
BaO, S^2O^5 + 4HO	185	»	3,098	2,708	2,477	»	2,483
$(U^2O^2)O$, AzO^5 + 5HO	243	»	4,217	3,888	»	3,636	3,262

Sulfates.

MgO, SO^3 + 7HO	123	4,585	3,103	»	»	2,063	1,651
CuO, SO^3 + 5HO	124,75	5,241	3,703	2,664	»	2,194	1,674
FeO, SO^3 + 7HO	139	»	3,797	3,019	»	2,500	1,866
NiO, SO^3 + 7HO	140,5	»	3,601	2,924	»	2,492	1,881
CoO, SO^3 + 7HO	140,5	»	3,752	2,945	»	2,447	1,886
ZnO, SO^3 + 7HO	144	5,650	3,715	»	»	2,358	1,932
NaO, SO^3 + 10HO	161	3,556	2,876	»	2,578	»	2,161

III. — Sur le phénomène du transport des ions et sa relation avec la conductibilité des dissolutions salines.

L'électrolyse de tous les sels que nous venons d'étudier présente un caractère commun qu'il importe de mettre en évidence, pour se rendre compte de la signification de la loi que je viens d'énoncer et des exceptions qu'elle comporte.

Je rappellerai d'abord en quoi consiste le phénomène bien connu du *transport des ions*. Considérons un voltamètre à lames de platine dont les électrodes sont très écartées, et dont la construction est telle qu'on peut, après l'électrolyse, séparer les liquides qui baignent le pôle positif et le pôle négatif, pour en faire l'analyse. Quand le voltamètre contient, par exemple, une solution de sulfate de potasse, on trouve que la liqueur s'est également appauvrie aux deux pôles, de telle sorte que, si le voltamètre a été divisé en deux moitiés égales et si $1^{éq}$ de sel a été décomposé, il manque un demi-équivalent de sulfate de potasse de part et d'autre; à la place, on trouve $1^{éq}$ d'acide sulfurique autour du pôle positif et $1^{éq}$ de potasse autour du pôle négatif; $1^{éq}$ d'oxygène et $1^{éq}$ d'hydrogène se sont dégagés. Je désignerai une électrolyse de ce genre sous le nom d'*électrolyse normale*.

Si, au contraire, le voltamètre contient une dissolution de nitrate de soude, on trouve que la liqueur s'appauvrit surtout autour du pôle négatif. Quand $1^{éq}$ de sel a été décomposé, la perte de concentration au pôle négatif correspond à 0,614 d'équivalent et au pôle positif à 0,386 seulement. Hittorf, qui a patiemment étudié ces phénomènes, désigne ces nombres sous le nom de nombres de transport (*Ueberführungzahlen*); il indique leur valeur pour un grand nombre de sels dissous à divers états de concentration, et, en particulier, pour un certain nombre des sels anhydres ou hydratés, que j'ai moi-même étudiés. Voici d'abord les résultats relatifs aux sels anhydres : S représente le poids d'eau uni à 1^{gr} de sel, n le nombre qui exprime la perte de concentration au pôle négatif, quand $1^{éq}$ d'électrolyte a été décomposé.

---

(1) Hittorf, *Pogg. Ann.*, LXXXIX, p. 177; XCVIII; CIII, p. 1; CVI, p. 337 et 513; 1853 à 1859.

Résultats des expériences de Hittorf.

Nature du sel.	S.	*n*.
AzH^4Cl	5,275-175,28	0,513
KC^2Az	7,657	0,457
	104,75	0,47
KCl	4,845- 6,610	0,516
	18,41 -449,1	0,515
KO, SO^3	11,873- 12,032	0,500
	412,8	0,498
KO, CrO^3	9,535	0,512
KO, AzO^5	3,6216	0,479
	9,6255	0,487
	31,523	0,494
	94,09	0,497
KBr	2,359-116,5	0,493-0,546
KO, ClO^5	26,605	0,445
	114,967	0,462
KO, ClO^7	118,66	0,463
AgO, SO^3	123	0,5543
KI	2,7227-170,3	0,492-0,512
AgO, AzO^5	3,48	0,468
	5,18	0,495
	10,38	0,510
	14,5-247,3	0,5256

Comme on le voit, *n* est très voisin de 0,5 et varie peu avec la dilution. L'électrolyse est sensiblement normale, même dans les liqueurs concentrées.

Il n'en est pas de même pour les sels hydratés (ou contractant avec l'eau des combinaisons définies). Pour ceux-ci, nous avons vu que la résistance spécifique est, en général, plus grande que ne le prévoit la loi des équivalents pour les liqueurs de concentration moyenne; mais que cette loi s'approche d'être vérifiée à mesure que les dissolutions sont plus étendues. Voici, maintenant, les nombres de Hittorf:

Nature du sel.	S.	*n*.
CaCl	1,6974	0,780
	2,0683	0,771
	2,3608	0,765
	2,739	0,749
	3,9494	0,727
	20,918	0,683
	138,26	0,673
	229,2	0,683
MnCl + 4HO	3,3061	0,758
	190,41	0,682
MgCl + 6HO	2,4826	0,806
	3,6442- 3,8764	0,778
	22,1899	0,706
	128,3	0,677
	241,314	0,678
BaCl + 2HO	3,238- 3,777	0,662
	8,388	0,642
	79,6- 126,7	0,614
MgO, SO^3 + 7HO	5,2796	0,762
	309,58	0,656
CuO, SO^3 + 5HO	6,35	0,724
	9,56	0,712
	18,08	0,675
	39,67-148,3	0,645
ZnO, SO^3 + 7HO	2,5244	0,778
	4,0518	0,760
	267,16	0,636
NaO, SO^3 + 10HO	11,769	0,641
	50,65	0,634

Il résulte de l'examen de ce Tableau que les sels hydratés sont caractérisés par des nombres de transport très différents de 0,5, mais qui se rapprochent de ce nombre à mesure que la dilution augmente. Les électrolyses correspondantes sont donc anormales, mais s'approchent de devenir normales, à mesure qu'on emploie des dissolutions plus étendues.

Ainsi, quand un sel obéit à la loi des équivalents, son électro-

lyse est normale ; quand il n'y obéit pas, elle est anomale, et l'écart que présente le sel par rapport à la loi des équivalents est d'autant plus fort que le nombre *n* diffère davantage de la valeur normale 0,5. Pour tous les sels étudiés ci-dessus, l'électrolyse tend à devenir normale et la loi des équivalents s'approche de plus en plus d'être vérifiée quand la dilution augmente. Il y a donc entre la résistance des dissolutions salines et le phénomène du transport des *ions* une relation étroite, et qu'il est impossible de méconnaître.

Une preuve de plus à l'appui de cette relation nous est fournie par quelques sels dont l'électrolyse n'est pas normale et ne tend pas à le devenir quand la dilution augmente. Les Tableaux des résultats de Hittorf fournissent quelques cas de cette espèce nettement caractérisés. Ainsi, pour le nitrate de soude, on a :

Nature du sel.	S.	*n*.
NaO, AzO^5..........	2,0664	0,588
	2,994	0,600
	34,756-128,71	0,614

Le nombre *n* varie peu avec la dilution et paraît plutôt s'écarter de la valeur normale 0,5 à mesure que la dilution augmente. La comparaison de la résistance de dissolutions de nitrate de soude et de chlorure de potassium de même concentration m'a fourni les résultats suivants :

Concentration.	Rapport des résistances.	Rapport des équivalents.
$\frac{1}{200}$....................	1,489	1,141
$\frac{1}{1000}$..................	1,476	

La résistance spécifique varie à peine avec la dilution. Elle est à peu près égale à 1,3 fois sa valeur théorique. L'anomalie permanente de l'électrolyse correspond à un écart permanent par rapport à la loi des équivalents.

Les seules substances inorganiques appartenant à la catégorie des sels neutres qui m'aient offert nettement les phénomènes du nitrate de soude sont les suivantes :

Sels anhydres anormaux.

Nature du sel.	Équivalents.	Valeur de r pour des concentrations de $\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.	ρ.
Li Cl	42,5	0,805	0,804	0,824	0,570
Na C.	58,5	1,045	1,038	1,079	0,785
Ca O, SO^3	68	»	1,639	1,348	0,913
Na O, AzO^5	85	1,489	1,476	1,435	1,141
Na O, ClO^5	106,5	2,23	1,939	1,900	1,429
Ba O, AzO^5	131	2,287	2,310	2,486	1,758
Ca I	147	2,705	2,567	»	1,973
Ba O, ClO^6	152,5	2,719	2,638	2,559	1,161

Sels hydratés anormaux.

Li O, SO^3 + HO	64	1,388	1,272	1,165	0,859
Ca O, AzO^5 + 4HO	118	2,077	2,075	»	1,584
Sr Cl + 6HO	133,25	2,174	2,084	»	1,789
Na I + 2HO	168	2,858	2,888	2,887	2,255

Pour ces divers sels, l'électrolyse est anomale d'après les recherches de Hittorf, celles de M. Kuschel ([1]) et de M. Weiske ([2]), et l'écart que je constate par rapport à la loi des équivalents est d'autant plus grand que le nombre n s'écarte lui-même davantage de la valeur normale 0,5. Voici les résultats de Hittorf:

([1]) Kuschel, *Wied. Ann.*, t. XIII, p. 289; 1881. Voici les nombres publiés par M. Kuschel:

Li Cl m	6,895	3,213	1,784	0,809	0,235	0,110	0,042
Li Cl n	0,773	0,753	0,738	0,739	0,718	0,699	0,674

Li O, SO^3 + HO m	0,159	0,090
Li O, SO^3 + HO n	0,649	0,595

$\frac{m}{1000}$ est le nombre d'équivalents de sel contenus dans l'unité de volume de la dissolution.

([2]) Weiske, *Pogg. Ann.*, t. CIII, p. 466; 1858. D'après M. Weiske, on a

Nature du sel.	Quantité de sel dans 100 parties d'eau.	n.
Na Cl	0,8503-10,151	0,684
Sr Cl + 6HO	1,477 -11,984	0,651

Nature du sel.	S.	n.
NaCl	3,472-5,542	0,648
	20,706	0,634
	104,76	0,628
	308,78	0,622
	320,33	0,617
BaO, AzO^5	16,231	0,641
	56,48	0,620
	133,62	0,602
CaI	1,3185	0,732
CaO, $AzO^5 + 4HO$	1,4194	0,718
	3,9621	0,652
	111,613	0,613
NaI + 2HO	22,053	0,626

Nous reviendrons ultérieurement sur l'interprétation qu'il convient de donner à ces électrolyses anomales, quand nous nous serons occupés de la variation de la conductibilité des dissolutions salines avec la température.

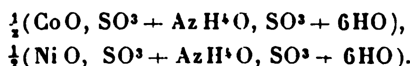
IV. — Application de la loi de Faraday à l'étude de la conductibilité des dissolutions salines.

La loi que j'ai énoncée relativement à la conductibilité électrique des dissolutions salines peut être étendue aux sels à plusieurs équivalents d'acide, aux sels doubles, aux sels des acides polybasiques, etc. Il suffit de savoir de quelle manière le sel s'électrolyse et quelle est la quantité de sel équivalente à KCl pour l'application de la loi de Faraday.

Sels à plusieurs équivalents d'acide. — On sait que, quand un équivalent de chlorure de potassium est électrolysé dans un voltamètre, des quantités de chlorure d'or, de chlorure de platine, de sulfate de peroxyde de fer respectivement égales à $\frac{1}{2}(PtCl^2)$, $\frac{1}{3}(Au^2Cl^3)$, $\frac{1}{3}(Fe^2O^3, 3SO^3)$ se trouveront électrolysées dans d'autres voltamètres appartenant au même circuit. Ces poids de sels, équivalents pour l'application de la loi de Faraday, le sont aussi par leur conductibilité électrique.

Nature du sel.	Équivalent.	Valeur de r pour des concentrations de $\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.	ρ.
KCl	74,5	1,000	1,000	1,000	1,000
$\frac{1}{2}(PtCl^2 + 5HO)$	$\frac{1}{2}(215,5)$	1,312	1,383	1,299	1,446
$\frac{1}{3}(Au^2Cl^3)$	$\frac{1}{3}(303,5)$	1,645	1,461	»	1,358
$\frac{1}{3}(Fe^2O^3, 3SO^3)$..........	$\frac{1}{3}(200)$	1,691	1,293	1,039	0,895

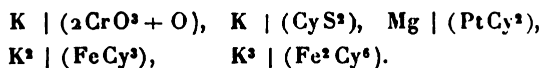
Sels doubles décomposés par l'eau. — Certains sels doubles ne paraissent pas exister en dissolution étendue et se comportent comme de simples mélanges : tels sont les sulfates doubles de cobalt et d'ammoniaque, de nickel et d'ammoniaque. Les quantités équivalentes à KCl par leur résistance sont :


$$\tfrac{1}{2}(CoO, SO^3 + AzH^4O, SO^3 + 6HO),$$
$$\tfrac{1}{2}(NiO, SO^3 + AzH^4O, SO^3 + 6HO).$$

De même le bisulfate de potasse, le bisulfate d'ammoniaque se comportent comme des mélanges à équivalents égaux d'acide sulfurique et de sulfates neutres de potasse ou d'ammoniaque; le bichromate de chlorure de potassium, comme le mélange de deux équivalents d'acide chromique et d'un équivalent de chlorure de potassium, etc.

Sels doubles stables normaux. — Au contraire, d'autres sels doubles conservent leur individualité dans les dissolutions les plus étendues : tels sont le bichromate de potasse, le sulfocyanate de potasse, le platinocyanure de magnésium ; enfin le cyanure jaune et le cyanure rouge.

Ces sels se décomposent d'après les symboles


$$K \mid (2CrO^3 + O), \quad K \mid (CyS^2), \quad Mg \mid (PtCy^2),$$
$$K^2 \mid (FeCy^3), \qquad K^3 \mid (Fe^2Cy^6).$$

Les trois premiers représentent, pour l'application de la loi de Faraday, un équivalent d'un sel neutre; les deux derniers respectivement $2^{éq}$ et $3^{éq}$ d'un sel neutre. Il en est de même pour la conductibilité de ces sels.

Nature du sel.	Équivalent.	Valeur de r pour des concentrations de $\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.	ρ.
KS, CyS	97	1,359	1,418	»	1,302
KO, $2CrO^3$	147,4	2,106	2,146	»	1,978
PtCy + MgCy + 7HO	226,5	4,120	3,768	3,510	3,040
$\frac{1}{2}(K^2FeCy^3+3HO)$	$\frac{1}{2}(211)$	1,391	1,376	»	1,416
$\frac{1}{3}(K^3Fe^2Cy^6)$	$\frac{1}{3}(329)$	1,556	1,455	1,385	1,472

Sels doubles anormaux. — L'électrolyse anomale est d'ailleurs beaucoup plus fréquente pour les sels doubles que pour les sels neutres ordinaires : le sulfovinate de baryte, le cyanure double d'argent et de potassium, enfin le chloroplatinate de soude, étudiés par Hittorf, s'électrolysent d'après les formules



$$K \mid (C^4H^5O, S^2O^6 + O), \quad K \mid (AgCy^2), \quad Na \mid (PtCl^3),$$

et ne représentent, pour la loi de Faraday, qu'un équivalent d'un sel neutre : par l'électrolyse, ces sels s'appauvrissent très inégalement aux deux pôles. Par exemple, Hittorf trouve pour le sulfovinate de potasse

$$S = 6,554, \quad n = 0,302.$$

Voici les nombres que j'ai obtenus pour la mesure des résistances :

Nature du sel.	Équivalent.	Valeur de r pour des concentrations de $\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.	ρ.
KO, C^4H^5O, S^2O^6	164	2,828	2,926	2,982	2,201
KCy + AgCy	199	3,183	3,221	»	2,671
NaCl, $PtCl^2$ + 6HO	283	3,141	3,132	»	3,798

Phosphates et arséniates. — Les phosphates offrent des particularités intéressantes. M. G. Wiedemann a démontré qu'ils s'électrolysent comme l'indique le Tableau ci-joint :

Sels de l'acide tribasique.	$3MO, PhO^5$	$M \mid (\frac{1}{3}PhO^5 + O)$
	$2MO, HO, PhO^5$	$M \mid [\frac{1}{2}(PhO^5HO) + O]$
	$MO, 2HO, PhO^5$	$M \mid (PhO^5 2HO + O)$
Pyrophosphates neutres.	$2MO, PhO^5$	$M \mid [\frac{1}{2}(PhO^5) + O]$
Métaphosphates	MO, PhO^5	$M \mid (PhO^5 + O)$

ou, en d'autres termes, que les quantités de sels équivalentes pour la loi de Faraday sont celles qui contiennent un équivalent de métal. D'autre part, Hittorf a démontré que l'électrolyse des phosphates acides est anomale.

J'ai pu expérimenter sur une belle collection de phosphates purs dont la plupart m'ont été gracieusement offerts par M. Joly. Voici les résultats qu'ils m'ont donné :

Nature du sel.	Équivalent (pour le calcul.)	Rapport r pour des concentrations de $\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.	ρ.
NaO, $PhO^5 + 24HO$)..........	$\frac{1}{3}(380)$	2,157	1,826	1,899	1,700
NaO, HO, $PhO^5 + 24HO$).....	$\frac{1}{2}(358)$	3,922	3,762	3,680	$2,408 = \frac{2}{3} 3,612$
AzH^4O, HO, PhO^5............	$\frac{1}{2}(132)$	1,360	1,329	»	$0,886 = \frac{2}{3} 1,329$
aO, AzH^4O, HO, $PhO^5 + 4HO$).	$\frac{1}{2}(173)$	1,580	1,543	1,511	$1,161 = \frac{3}{4} 1,548$
aO, 2HO, PhO^5 + HO	129	3,665	3,599	3,468	$1,713 = \frac{1}{2} 3,426$
.O, 2HO, PhO^5................	136	2,668	2,716	2,567	$1,825 = \frac{3}{4} 2,438$
zH⁴O, 2HO, PhO^5............	115	2,392	2,325	»	$1,544 = \frac{2}{3} 2,316$
(2NaO, $PhO^5 + 10HO$)	$\frac{1}{2}(223)$	2,770	2,321	2,071	1,497
NaO, PhO^5....................	102	3,314	2,458	1,962	1,369
(2NaO, HO) $AsO^5 + 24HO$......	$\frac{1}{2}(402)$	3,422	3,177	3,167	$2,698 = \frac{7}{8} 3,083$

Le phosphate de soude tribasique équivaut nettement par sa résistance à $3^{éq}$ d'un sel neutre, conformément à la théorie. Le pyrophosphate et le métaphosphate paraissent aussi à la limite représenter $2^{éq}$ et $1^{éq}$ d'un sel neutre. Ces trois sels rentrent donc dans la loi générale; mais il n'en est pas de même des sels acides; par leur mode d'électrolyse comme par leur conductibilité, *ceux-ci ne représentent qu'un nombre d'équivalents de sel neutre égal au nombre de molécules de métal réel qu'ils renferment;* l'eau de constitution accompagne l'acide au pôle positif, et la résistance offre, par rapport à la valeur calculée, l'excès caractéristique des sels anomaux.

L'arséniate de soude du commerce 2NaO, HO, $AsO^5 + 24HO$, isomorphe du phosphate correspondant, représente comme lui deux équivalents d'un sel neutre, mais l'anomalie de l'électrolyse est beaucoup moins marquée que pour le phosphate.

V. — Substances organiques.

a. Sels. — Les sels dont l'acide ou la base sont organiques obéissent à la même loi que les sels minéraux quand leur électrolyse est normale. En voici des exemples :

Nom du sel.	Formule.	Équivalent.	Valeur de *r* pour des concentrations de $\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.
Chlorhydrate de méthylamine	C^2H^5Az, HCl	67,5	1,009	0,992	1,009
Succinate d'ammoniaque...	$\frac{1}{2}[C^8H^4(AzH^4)^2O^8]$	$\frac{1}{2}(136)$	1,073	1,017	0,983
Oxalate neutre de potassé.	$\frac{1}{2}(C^4K^2O^8 + 2HO)$	$\frac{1}{2}(184)$	1,439	1,370	1,349
Tartrate neutre de potasse.	$\frac{1}{2}(C^8H^4K^2O^{12} + HO)$	$\frac{1}{2}(251)$	2,003	1,958	1,884

Mais l'électrolyse est très fréquemment anomale, et la résistance observée est alors plus grande que la résistance calculée, comme pour les sels minéraux. C'est, en particulier, ce qui a lieu pour la plupart des acétates et pour les chlorhydrates de strychnine et de morphine, dont l'anomalie avait été constatée par Hittorf. Voici quelques-uns de mes résultats :

Nom du sel.	Formule.	Équivalent.	Valeur de *r* pour des concentrations de $\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.
Acétate de cuivre.........	$C^4H^3CuO^4 + HO$	99,75	5,122	3,448	2,608
Acétate de zinc...........	$C^4H^3ZnO^4 + 3HO$	119,00	3,243	2,775	2,167
Citrate neutre de soude...	$\frac{1}{3}(C^{12}H^5Na^3O^{14} + 11HO)$	$\frac{1}{3}(381)$	2,566	2,225	2,269
Benzoate d'ammoniaque...	$C^{14}H^3(AzH^4)O^4$	139	3,319	3,175	3,004
Salicylate d'ammoniaque ..	$C^{14}H^5(AzH^4)O^6$	155	2,878	2,867	3,020
Chlorhydrate de morphine.	$(C^{34}H^{19}AzO^6)HCl + 3HO$	348,5	»	7,170	5,883
Chlorhydrate de strychine.	$(C^{42}H^{22}Az^2O^4)HCl + 3HO$	397,5	»	7,546	7,176

b. Corps neutres divers. — *Les sels neutres en dissolution dans l'eau forment, au point de vue de leur conductibilité électrique, un groupe absolument à part.* J'ai étudié les dissolutions aqueuses d'un grand nombre de substances organiques appartenant aux groupes les plus variés.

Alcool éthylique,	Aldéhyde éthylique,	Glucose,	Albumine.
Glycérine,	Acétone,	Sucre candi,	
Érythrite,	Éther ordinaire,	Acétamide,	
Phénol;	Dichlorhydrine;	Urée.	

Toutes ces substances conduisent fort mal. Quelques-unes n'augmentent pas d'une manière sensible la conductibilité de l'eau distillée commerciale (par exemple la glycérine, l'érythrite ou le sucre), même à la dose de $\frac{1}{200}$; celles qui conduisent le mieux résistent encore de 50 à 200 fois plus que ne le feraient des sels de même équivalent (aldéhyde, acétamide), et il ne m'est point démontré que cette conductibilité rudimentaire ne tient pas à des traces de sels ou d'acides retenues par les substances que j'ai employées.

L'eau distillée du commerce, et même celle que l'on a préparée dans les laboratoires avec le plus grand soin ne paraît jamais exempte de traces de sels ou d'acides. Les mesures de M. Foussereau (1), d'accord avec mes propres observations, établissent que sa résistance est très variable d'un échantillon à un autre. Il n'y aurait donc aucun intérêt à publier des mesures relativement aux dissolutions dont la conductibilité est du même ordre de grandeur que celle de l'eau.

Je me borne à signaler l'usage possible de la mesure de la conductibilité pour reconnaître le degré de pureté d'une eau distillée, d'une eau commune ou de substances organiques isolantes, susceptibles de dissoudre des sels ou des acides. Dans certains cas, ce contrôle si facile peut donner des résultats que l'on obtiendrait difficilement par des méthodes purement chimiques.

VI. — Conductibilité des acides et des bases en dissolution très étendue.

Il était particulièrement intéressant d'étudier la conductibilité des acides et des bases en dissolution aqueuse. Voici les résultats auxquels j'ai été conduit :

Les acides et les bases anhydres en dissolution dans l'eau conduisent aussi mal que les corps neutres organiques; mais, quand ils forment avec l'eau des combinaisons salines, ils con-

---

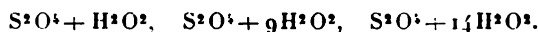
(1) Foussereau, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XCIX, p. 80.

duisent à la manière des sels; comme, d'ailleurs, un même acide ou une même base est, en général, susceptible de former avec l'eau diverses combinaisons, suivant la dilution et la température, la conductibilité éprouve des variations correspondantes et qui pourront, dans certains cas, éclairer sur la nature de l'hydrate dissous auquel on a affaire.

1° *Acides.* — L'acide arsénieux à la dose de $\frac{1}{1000}$ n'augmente pas sensiblement la conductibilité de l'eau distillée. Cet acide ne se combine pas avec l'eau.

Les acides sulfhydrique et carbonique en dissolution conduisent respectivement 310 fois et 150 fois moins que ne le feraient, d'après la loi que j'ai énoncée, des sels neutres normaux ayant respectivement pour équivalent 17 et 22. On ne connaît pas de combinaisons d'acides carbonique ou sulfhydrique et d'eau se formant à la température et sous la pression ordinaire.

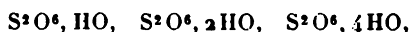
Au contraire, on a décrit les combinaisons suivantes d'acide sulfureux et d'eau obtenues à froid



$$S^2O^4 + H^2O^2, \quad S^2O^4 + 9H^2O^2, \quad S^2O^4 + 14H^2O^2.$$

Ces combinaisons sont, il est vrai, très instables et se détruisent par une faible élévation de la température. Une dissolution d'acide sulfureux préparée à la température de 20° environ et contenant 28^{gr} d'acide sulfureux par litre ne conduit guère que deux fois plus mal que ne le ferait la dissolution de 28^{gr} d'un sel neutre ayant pour équivalent 32. Cette dissolution, préparée à l'aide d'eau bouillie avec un gaz déjà bien lavé, ne contenait, au moment de la mesure de la conductibilité, que des traces d'acide sulfurique insuffisantes pour produire même le $\frac{1}{100}$ de la conductibilité observée. L'acide sulfureux dissous conduit donc relativement bien. Quand on abaisse à 0° la température de la dissolution préparée à 20°, sa conductibilité diminue beaucoup moins que ne le ferait celle d'un sel neutre. *La production d'une certaine quantité d'hydrate conducteur aux dépens d'acide sulfureux dissous, mais non combiné,* compense donc en partie l'augmentation normale de résistance qui résulte de l'abaissement de la température. Cet exemple me paraît absolument démonstratif.

L'acide sulfurique forme avec l'eau les combinaisons



$$S^2O^6, HO, \quad S^2O^6, 2HO, \quad S^2O^6, 4HO,$$

que l'on a obtenues cristallisées ; on admet encore d'ordinaire l'existence d'un hydrate $S^2O^2, 6HO$ correspondant aux proportions d'acide ordinaire et d'eau qui subissent, par leur mélange, la plus grande contraction. Tout le monde sait que l'eau acidulée par l'acide sulfurique conduit très bien, et que la conductibilité des mélanges d'acide sulfurique et d'eau présente des anomalies singulières. En particulier, j'ai observé que, si l'on fait une dissolution au $\frac{1}{30}$ d'acide ordinaire, et qu'on y ajoute autant d'eau qu'elle en contient déjà, puis que l'on continue de la même manière, doublant toujours la quantité d'eau jusqu'à obtenir une dilution extrême, la résistance de la dissolution se multiplie à chaque addition d'eau par un coefficient λ variable avec la dilution initiale, comme l'indique le Tableau suivant :

Concentration initiale.	λ.
$\frac{1}{30}$	1,917
$\frac{1}{60}$	1,894
$\frac{1}{120}$	1,867
$\frac{1}{240}$	1,856
$\frac{1}{480}$	1,849
$\frac{1}{960}$	1,854
$\frac{1}{1920}$	1,881
$\frac{1}{3840}$	1,942
$\frac{1}{7680}$	2,020

λ présente un minimum pour une dilution initiale voisine de $\frac{1}{500}$. *On ne voit pas comment une variation de ce genre serait susceptible d'être expliquée, sinon par un changement de la nature de l'hydrate dissous, suivant la dilution.*

On peut se demander quelle est la nature de l'hydrate correspondant aux dilutions extrêmes. A cet effet, remarquons que, si l'hydrate dissous était $S^2O^6, 2HO$, le poids d'acide monohydraté correspondant, pour la loi de Faraday, à $1^{éq}$ d'un sel neutre serait $SO^3, HO = 49$; ce serait seulement $\frac{1}{2}(SO^3, 2HO)$, $\frac{1}{3}(SO^3, 3HO)$ si l'hydrate contenait $2^{éq}$, $3^{éq}$ d'eau jouant le rôle de base. Dans

ces diverses hypothèses, la résistance d'une dissolution préparée *à l'aide d'un poids connu d'acide sulfurique monohydraté* sera à la résistance de la dissolution de chlorure de potassium anhydre de même concentration dans un rapport r égal à

$$\frac{49}{74,5} = 0,658, \quad \frac{1}{2}\frac{49}{74,5} = 0,329 \quad \text{ou} \quad \frac{1}{3}\frac{49}{74,5} = 0,226.$$

Voici maintenant les valeurs de r mesurées directement :

Concentration	r.
$\frac{1}{20}$	0,329
$\frac{1}{200}$	0,307
$\frac{1}{1000}$	0,272
$\frac{1}{4000}$	0,232

On serait donc conduit à admettre que l'électrolyte équivalent à KCl est $\frac{1}{3}(SO^3, 3HO)$.

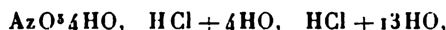
S'il en est ainsi, la dissolution d'acide sulfurique doit s'appauvrir inégalement aux deux pôles, même si l'électrolyse est normale ; car, lorsque le courant aura dégagé 1^{éq} d'hydrogène, *c'est $\frac{1}{3}$ d'équivalent d'acide sulfurique seulement qui aura pris part à l'électrolyse.* Cet acide, porté au pôle positif, est emprunté moitié au pôle positif, moitié au pôle négatif; l'excès d'acide au pôle positif sera donc seulement de $\frac{1}{6}$ d'équivalent ou 0,167. Les recherches directes de Hittorf lui ont, en effet, donné des valeurs de n très inférieures à $\frac{1}{2}$. Désignant par S le poids d'eau ajouté à 1^{gr} d'acide sulfurique, on a, d'après Hittorf,

S.	n.
0,5574	0,400
1,4383	0,288
5,415	0,174
23,358	0,177
97,16	0,212
161,4	0,206

Ainsi, dans le cas de l'acide sulfurique, on explique à la fois l'anomalie de la conductibilité et celle de l'électrolyse, en admettant que l'électrolyte existant dans les dissolutions étendues est $\frac{1}{3}(SO^3, 3HO)$. Mais ce n'est là qu'une indication générale, puisque nous avons constaté que l'état d'hydratation varie avec la dilution

même dans les liqueurs les plus étendues. Rappelons que M. Bourgoin [1], à la suite d'expériences analogues à celles de Hittorf, avait déjà proposé de considérer $SO^3, 3HO$ comme l'hydrate d'acide sulfurique décomposé par le courant.

L'acide azotique, l'acide chlorhydrique en dissolution dans l'eau sont, comme l'acide sulfurique, d'excellents conducteurs, et leur résistance limite est à celle de l'acide sulfurique à peu près dans le rapport des équivalents, ce qui indiquerait que les hydrates décomposés ont une composition analogue à $SO^3, 3HO$. Il est vrai qu'on ne connaît aucun des hydrates $AzO^5, 3HO$, $HCl + 2HO$; mais on connaît des hydrates plus complexes



$$AzO^5 4HO, \quad HCl + 4HO, \quad HCl + 13HO,$$

que l'on peut supposer partiellement dissociés dans les liqueurs les plus étendues.

Les nombreux acides minéraux ou organiques que j'ai eu l'occasion d'étudier offrent tous les intermédiaires de l'acide arsénieux, qui ne conduit point, aux acides sulfurique, azotique et chlorhydrique, qui conduisent trois fois mieux que des sels neutres.

L'acide borique, l'acide pyrogallique sont isolants. Les acides suivants, que l'on peut se procurer purs et cristallisés, ont une conductibilité moyenne, mais qui varie avec la dilution dans un rapport extrêmement considérable. La dernière colonne du Tableau donne la valeur ρ calculée en supposant que l'acide représente un nombre d'équivalents de sel neutre égal à son degré de basicité. Il n'y a aucune relation évidente entre cette valeur et les valeurs de r données par l'expérience.

		Valeur de r pour des concentrations de			
n de l'acide.	Formule.	$\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.	ρ.
	Acides monobasiques.				
acétique........	$C^4H^4O^4$	25,815	12,664	6,744	0,805
benzoïque......	$C^{14}H^6O^4$	»	7,410	4,018	1,636
salicylique......	$C^{14}H^6O^6$	»	2,095	1,373	1,852
picrique........	$C^{12}H^3(AzO^4)^3O^2$	1,142	1,154	1,214	3,074

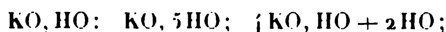
[1] Bourgoin, *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XV, p. 47; 1868.

Nom de l'acide.	Formule.	Valeur de *r* pour des concentrations de $\frac{1}{200}$.	$\frac{1}{1000}$.	$\frac{1}{4000}$.	ρ.
		Acides bibasiques.			
A. succinique	$\frac{1}{2}(C^8H^6O^8)$	11,610	6,738	3,682	0,792
A. oxalique	$\frac{1}{2}(C^4H^2O^8+4HO)$	0,796	0,674	0,648	0,846
A. malique........	$\frac{1}{2}(C^8H^6O^{10})$	6,782	3,125	1,889	0,899
A. tartrique.......	$\frac{1}{2}(C^8H^6O^{12})$	4,237	2,300	1,409	1,007
		Acide tribasique.			
A. citrique........	$\frac{1}{3}(C^{12}H^8O^{14}+2HO)$	5,898	3,159	1,971	0,940

On sait que l'acide acétique cristallisable $C^4H^4O^4$ est un fort bon isolant. La conductibilité qu'il acquiert par son mélange avec l'eau ne peut donc tenir qu'à une combinaison partielle qu'il contracte avec l'eau et qui est limitée, pour chaque dilution, comme la combinaison que le même acide contracterait avec un alcool pour former un éther. Il doit en être de même pour la plupart des acides contenus dans ce Tableau.

2° *Alcalis.* — L'aniline, la toluidine pures du commerce, à la dose de $\frac{1}{200}$, augmentent à peine la conductibilité de l'eau. L'ammoniaque pure, malgré sa grande solubilité, ne possède en dissolution qu'une conductibilité très faible, 110 fois moindre environ que celle qui caractériserait un sel d'équivalent égal à 17. On s'accorde, en effet, à admettre que la dissolution de l'ammoniaque dans l'eau n'est pas une combinaison proprement dite : on n'a jamais isolé de combinaison d'ammoniaque et d'eau en proportion définie.

Au contraire, les bases alcalines et alcalino-terreuses forment avec l'eau diverses combinaisons. La potasse, par exemple, a fourni les hydrates



$$KO,HO; \quad KO,5HO; \quad 4KO,HO+2HO;$$

la soude, les hydrates



$$NaO,HO; \quad 2NaO,HO+14HO; \quad 2NaO,HO+6HO, \quad \dots$$

Ces bases en dissolution conduisent mieux que ne le feraient

des sels neutres ayant l'équivalent du monohydrate. Ainsi, l'on a trouvé que, pour les dilutions extrêmes, le rapport $\frac{r}{\rho}$ de la résistance effective des dissolutions à leur résistance calculée dans l'hypothèse du monohydrate avait, vers 15°, les valeurs suivantes :

	$\frac{r}{\rho}$.
Lithine	0,641
Chaux	0,702
Soude	0,650
Potasse	0,591
Baryte	0,598
Oxyde de thallium	1,000

Ces valeurs de $\frac{r}{\rho}$ sont variables d'une base à une autre; elles changent aussi avec la température. On doit en conclure que l'hydrate en dissolution, dans le cas des dilutions extrêmes, n'est pas le monohydrate, mais un hydrate complexe, partiellement dissocié.

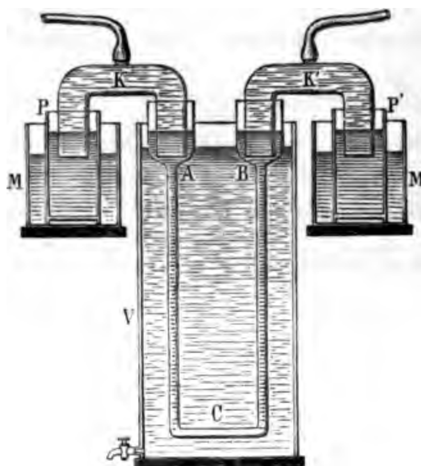
VII. — Influence de la température.

Tous les résultats indiqués précédemment ont été obtenus à la température du laboratoire, qui a varié de 12° à 18°. Pour effectuer des comparaisons à des températures différentes, j'ai dû modifier la disposition des colonnes liquides à comparer (*fig.* 1, p. 326) de la manière suivante. Le siphon *a* est remplacé par un tube capillaire en verre mince ACB (*fig.* 4) terminé par deux entonnoirs vernis à la gomme-laque : ce tube plonge dans un vase V de 6^{lit} de capacité, que l'on remplit d'eau refroidie au contact de la glace ou chauffée à une température inférieure à 60°. Deux très gros siphons de verre K, K', que l'on remplit par aspiration, mettent les entonnoirs en communication avec l'intérieur des deux vases poreux P, P', pleins du même liquide que le tube. C'est dans ces vases poreux que l'on prend les dérivations à l'aide des flacons électrodes précédemment décrits (*fig.* 2, p. 327). La deuxième colonne liquide est disposée de la même manière. La résistance de la partie capillaire des tubes A, C, B est assez grande pour qu'on puisse négliger l'erreur provenant de ce que les gros siphons et les vases poreux ne sont pas à la même température que le tube; la correction qui en ré-

sulte ne peut, dans les conditions les plus défavorables, dépasser $\frac{1}{100}$ de la quantité mesurée.

a. Sels neutres normaux. — La loi énoncée (p. 330) ne peut évidemment être vraie que si la résistance de tous les sels neutres varie de la même manière avec la température. Pour savoir ce qu'il en est, j'ai formé les deux résistances à comparer d'un seul et même liquide et j'ai porté successivement chacune d'elles à des températures qui ont varié arbitrairement de 2° à 44°. J'en ai

Fig. 4.



déduit la loi de la variation de la conductibilité avec la température. Voici les résultats que j'ai obtenus :

1° La conductibilité d'un sel neutre en dissolution très étendue croît proportionnellement à l'élévation de température, d'après la formule

$$c_t = c_0(1 + kt).$$

2° Le coefficient k est très sensiblement le même pour tous les sels neutres normaux (¹). On s'en convaincra par l'examen du Ta-

(¹) M. F. Kohlrausch (*Wied. Ann.*, t. VI, p. 191 et suiv.) avait déjà observé que la variation de la conductibilité électrique avec la température est sensiblement la même pour un grand nombre de sels neutres en dissolutions étendues. La plus faible concentration qu'il ait employée est $\frac{1}{20}$. La loi n'est rigoureusement exacte que pour les dilutions bien plus grandes

bleau suivant :

Nature du sel.	Proportion de sel.	k.	Nombre d'expériences.
KCl..............	$\frac{1}{200}$	0,0336	18
	$\frac{1}{1000}$	0,0332	9
	$\frac{1}{4000}$	0,0333	2
AzH^4Cl...........	$\frac{1}{200}$	0,0349	11
KO, SO^3..........	»	0,0319	3
KO, CrO^3.........	»	0,0326	4
KO, AzO^5.........	»	0,0343	3
PbO, AzO^5........	»	0,0358	3
AgO, AzO^5........	»	0,0320	3
$CuO, SO^3 + 5HO$..	»	0,0338	4
	Moyenne.........	0,033695	

Ainsi, la conductibilité de toutes les dissolutions étudiées est une même fonction de la température. Le rapport de ces conductibilités demeure donc invariable quand la température change, et la loi des équivalents, établie vers 15°, conserve, à une température quelconque, le même degré d'exactitude.

Ce résultat était, *a priori*, assez vraisemblable. Mais les expériences actuelles tirent un intérêt particulier de la valeur numérique trouvée pour le coefficient de variation k avec la température.

M. Grossmann (¹) a déduit des expériences de MM. Kohlrausch et Grotrian sur la conductibilité de divers chlorures et du sulfate de zinc en dissolution dans l'eau, et de celles de M. Grotrian sur le frottement intérieur des mêmes dissolutions, une loi dont voici l'énoncé : *Le produit de la conductibilité électrique par le frottement intérieur est, pour un même sel, au même état de dilution, indépendant de la température.* Pour les dilutions extrêmes que j'emploie, cet énoncé devient : *Le produit de la conductibilité électrique d'une dissolution saline par le frottement intérieur de l'eau est indépendant de la température,* ou, ce qui revient au même : *La conductibilité électrique varie proportionnellement à la quantité d'eau qui s'écoule dans un même temps à travers un même tube capillaire aux diverses températures et sous une même pression.*

(¹) Grossmann, *Wied. Ann.*, t. XVIII, p. 119.

D'après Poiseuille (¹), cette quantité d'eau varie proportionnellement au trinôme

$$(1) \qquad 1 + 0,0336793\,t + 0,000209936\,t^2,$$

tandis que, d'après l'ensemble de mes expériences sur les sels neutres normaux, la conductibilité des dissolutions salines étendues varie proportionnellement au binôme

$$(2) \qquad 1 + 0,033695\,t.$$

Les limites de température des expériences de Poiseuille et des miennes sont très sensiblement les mêmes.

Il est impossible de ne pas être frappé de l'identité du coefficient principal, celui du terme en t, dans les formules (1) et (2). Sans chercher, pour le moment, à interpréter la différence qui résulte de l'absence du terme en t^2 dans la formule de la conductibilité, il semble que l'on peut dès aujourd'hui considérer comme démontré que la résistance électrolytique est de la même nature qu'un frottement.

Cette assimilation des deux sortes de phénomènes, proposée d'abord par M. G. Wiedemann (²), s'impose à nous si nous considérons que l'électrolyse est un *transport matériel des éléments du sel*, à travers la masse du dissolvant inerte : ce transport ne peut s'effectuer sans chocs de molécule à molécule, dégagement de chaleur et entraînement du dissolvant. Dans le cas de l'électrolyse normale, la liqueur s'appauvrit également aux deux pôles, ce qui signifie que la quantité d'eau transportée dans les deux sens est la même. La loi des équivalents s'interprète en admettant que la masse d'eau entraînée par l'électrolyse d'une molécule d'un sel neutre quelconque est indépendante de la nature du sel.

b. Sels neutres anomaux. — La variation de la conductibilité des sels neutres anomaux avec la température diffère assez peu de celle des sels normaux. De 0° à 20°, cette variation est très sen-

(¹) Poiseuille, *Mémoire des Savants étrangers*, t. XI, p. 433. *Voir* aussi le Rapport de Regnault sur le Mémoire de Poiseuille (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 3ᵉ série, t. VII, p. 50).

(²) *Voir* Wiedemann, *Die Lehre von der Elektricität* (3ᵉ édition de *Galvanismus und Electromagnetismus*), t. II, p. 944 et suiv.; Braunschweig, 1883.

siblement proportionnelle à celle de la température, et le coefficient k présente, pour divers sels anomaux, les valeurs suivantes :

$NaCl$	0,0346
NaO, AzO^5	0,0345
NaI	0,0345
$KO, 2HO, PhO^5$	0,0331

identiques à celles qui caractérisent les sels neutres.

Mais, quand la température s'élève davantage, les valeurs de k croissent, et il faudrait, pour représenter exactement la loi de la variation de la conductibilité, une formule à trois termes, analogue à celle de Poiseuille. De 0° à 50°, la valeur moyenne de k est

$$k = 0,036955.$$

Ainsi les sels anomaux, plus résistants que les autres à la température ordinaire, augmentent de conductibilité un peu plus vite que les sels normaux, c'est-à-dire que leur anomalie diminue à mesure que la température s'élève.

Rappelons que l'anomalie de la conductibilité des sels est liée à l'inégalité de l'appauvrissement de la dissolution autour des deux pôles. Les sels anomaux sont plus résistants, et par suite, dans l'interprétation mécanique de la résistance à laquelle nous avons été conduit, ils entraînent dans leur électrolyse un certain excès d'eau; pour la plupart d'entre eux, cette eau en excès est transportée dans le sens du courant, c'est-à-dire vers le pôle négatif où se dégage le métal. Si la conductibilité variait avec la température, exactement comme pour les sels neutres, il en résulterait que cet excès d'eau transportée est constant; en réalité, l'expérience prouve qu'il diminue, puisque l'anomalie de la conductibilité diminue quand la température s'élève.

c. Acides et bases. — Parmi les acides, l'acide sulfureux est celui qui a montré le plus faible accroissement de conductibilité avec la température ($k = 0,0085$ de 0° à 20°); puis vient l'acide sulfurique avec une valeur moyenne de k ($k = 0,0119$), qui n'est guère que le tiers de celle qui caractérise un sel normal. Dans ces deux cas, il paraît évident que l'élévation de la température a pour effet de dissocier de plus en plus complètement un hydrate

bon conducteur, comme nous avons déjà été conduit à le supposer.

Un assez grand nombre d'acides bons conducteurs (acides chlorhydrique, azotique, chlorique, chromique, oxalique, picrique) présentent grossièrement une même loi de variation de la conductibilité : la valeur moyenne de k, de 0° à 50°, est $k = 0,021$ environ, c'est-à-dire à peu près les $\frac{2}{3}$ du nombre caractéristique des sels neutres. Parmi ces acides, les uns conduisent environ trois fois mieux que des sels neutres à la température ordinaire (acides chlorhydrique, azotique, picrique), tandis que d'autres ne conduisent qu'une fois et demie mieux (acides chlorique, chromique et oxalique).

La conductibilité de tous ces acides s'approche, à mesure que la température s'élève, de la valeur que l'on calculerait en les assimilant à des sels neutres.

Les acides mauvais conducteurs donnent des valeurs de k plus voisines de la valeur normale, mais toujours inférieures à 0,033.

La conductibilité des acides de cette espèce s'éloigne, à mesure que la température s'élève, de la valeur que l'on calculerait en les assimilant à des sels neutres. C'est le contraire de ce qui se présente pour les acides très conducteurs.

La seule conclusion générale qui découle de cette étude est donc que *les combinaisons conductrices des acides et de l'eau tendent toutes à se détruire à mesure que la température s'élève.*

L'étude des bases amène une conclusion analogue; mais, les monohydrates de potasse, de soude, de baryte et de chaux étant stables à des températures très élevées, on constate seulement que la conductibilité de ces bases se rapproche lentement de celle qui conviendrait à des sels neutres. Pour les quatre bases, la valeur moyenne de k, de 0° à 50°, est très sensiblement la même et égale à 0,0278.

En résumé, je crois avoir établi, par ce qui précède, que l'électrolyse des sels neutres en dissolution très étendue est un phénomène simple, dont la loi élémentaire est en harmonie avec la loi des équivalents électrochimiques de Faraday. Les exceptions apparentes présentées par les sels anomaux et surtout par les acides

et par les bases ne font que nous révéler la complexité de constitution de leurs solutions aqueuses.

L'étude d'un plus grand nombre de substances n'apporterait, vraisemblablement, que peu de lumières nouvelles. Il convient plutôt de s'appuyer sur les résultats désormais acquis pour aborder, avec un petit nombre de corps bien choisis, le problème général de la conductibilité des dissolutions à un degré de concentration quelconque. C'est de ce côté que je vais maintenant diriger mes efforts.

Qu'il me soit permis, en terminant, de remercier M. J. Voisenat, élève-ingénieur des télégraphes, qui m'a assisté avec beaucoup de zèle et d'intelligence pendant plusieurs mois. Son concours dévoué m'a été fort utile pour mener à bien les innombrables mesures qu'exige un travail du genre de celui que j'avais entrepris.

INFLUENCE DE LA CHALEUR ET DU MAGNÉTISME SUR LA RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE DU BISMUTH;

Par M. A. RIGHI.

Dans le cours de mes expériences sur le phénomène de Hall ([1]), j'ai trouvé que la résistance du bismuth est augmentée fortement, lorsqu'on le place dans un champ magnétique ([2]). Voulant étudier de près ces variations de résistance, je me suis aperçu que l'échauffement dû au courant produisait une diminution de résistance, bien que, d'après Matthiessen et von Bose ([3]), on sache que la résistance du bismuth augmente avec la température, de même que celle des autres métaux.

J'ai mesuré alors la résistance de lames de bismuth fondues sur des lames de verre, en les chauffant peu à peu jusqu'à 100° envi-

([1]) *Sul fenomeno di Hall particolarmente nel bismuto* (*Mem. dell' Accad. di Bologna*, 4e série, t. V; *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 127, mars 1884).

([2]) Cela a été depuis confirmé par M. Hurion (*Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, p. 1257, 1884). *Voir* ci-après, p. 360.

([3]) *Pogg. Ann.*, t. CXV, p. 353.

ron. Leur résistance diminuait de plus en plus. En mesurant les dimensions des lames, j'ai pu calculer leur résistance spécifique, ou le rapport entre la résistance vraie et celle du mercure à 0° ayant mêmes dimensions. La valeur trouvée était toujours deux à trois fois celle qui résulte des mesures de Matthiessen et von Bose.

J'ai eu l'idée que ces effets anomaux pouvaient être dus à la structure particulière du métal fondu en lames minces; j'ai donc changé la préparation de la pièce métallique, et j'ai fait un grand nombre de mesures avec un tube de verre en U, dont la partie moyenne capillaire était pleine de bismuth. Ce tube a été plusieurs fois chauffé jusqu'à 310° dans un bain d'huile, ou refroidi jusqu'à — 50° dans le mélange d'éther et d'acide carbonique solide. La résistance variait d'une manière curieuse. Elle augmentait en chauffant le métal, entre certaines températures, et diminuait entre d'autres. A la fusion on avait une diminution rapide et très forte de résistance, fait découvert jadis par Matteucci (1).

De petites barres de bismuth obtenues en aspirant le métal fondu, dans de petits tubes de papier roulé, ont donné les mêmes résultats. J'ai reconnu aussi que les températures correspondant aux maxima et aux minima de résistance variaient avec la manière plus ou moins rapide avec laquelle le bismuth était refroidi. Le bismuth pouvait se *tremper* plus ou moins, comme l'acier, et plus il était trempé, plus sa résistance était grande.

J'ai préparé alors des fils de bismuth par pression, à la manière même de Matthiessen et von Bose, en comprimant le métal solide et à une température peu au-dessous du point de fusion, dans un cylindre d'acier, avec un piston de la même matière. Le métal sortait en fil par un petit trou. Ces fils ont donné encore les mêmes résultats que les petites barres, ou lames fondues, sauf une augmentation de la résistance spécifique, dont la valeur s'éloignait encore plus de celle qui résulte des mesures des deux physiciens cités.

Enfin j'ai préparé les fils par pression, mais sans chauffer le métal. Pour les obtenir ainsi à la température ordinaire, j'ai dû faire agir une pression très grande. Ces nouveaux fils ont donné

(1) *Nuovo Cimento*, t. I, p. 38.

des effets semblables à ceux des barres fondues, sauf une augmentation encore plus notable de la résistance spécifique.

Ne pouvant obtenir d'aucune manière les résultats de Matthiessen et von Bose, j'ai fait analyser le métal que j'avais acheté comme pur. Il contenait 1,18 pour 100 d'arsenic et des traces d'étain. L'ayant purifié, il a donné sensiblement les valeurs des résistances qu'on peut déduire des mesures de Matthiessen et von Bose, et cette résistance augmente avec la température, comme pour les autres métaux purs.

On aurait pu conclure que les effets singuliers présentés par le bismuth non purifié étaient dus à la présence de l'arsenic. Mais, en ajoutant plus ou moins de ce corps au bismuth pur, j'ai eu un métal dont la résistance augmentait régulièrement avec la température.

Après quelques essais, j'ai pu me persuader que les propriétés curieuses du métal commercial étaient dues à l'étain. En ajoutant au bismuth pur un millième d'étain, j'ai obtenu de nouveau les mêmes résistances et les mêmes changements avec la température, que j'avais déjà observés avec le bismuth du commerce, la même aptitude à la trempe, etc. Ce bismuth avec traces d'étain est au métal pur ce que l'acier est par rapport au fer. La courbe de résistance change avec la dose d'étain ajoutée au bismuth.

Retournant au point de départ, j'ai mesuré les variations de résistance dues au magnétisme, et j'ai trouvé des effets énormes comparés aux variations semblables que présente le fer. J'ai pu même faire des mesures avec des champs magnétiques de différentes intensités, que je déterminais par la méthode d'induction, et à des températures différentes entre 18° et 100°, et tant avec le bismuth pur qu'avec le *bismuth-acier*.

Ayant ainsi tracé la marche que j'ai suivie, voici les conclusions finales :

1. La résistance du bismuth du commerce croît en l'échauffant entre certaines températures et diminue entre d'autres (généralement elle diminue aux températures voisines de la température ordinaire), et en construisant la courbe de résistance, avec les températures comme abscisses et les résistances spécifiques comme ordonnées, on obtient en général une courbe en forme de M. On

a un maximum à température basse, puis un minimum, puis un deuxième maximum un peu avant la température de fusion, et enfin un deuxième minimum après les changements d'état. Lorsque le métal est liquide, sa résistance augmente régulièrement avec la température.

2. La diminution de résistance pendant la fusion (c'est-à-dire le passage du deuxième maximum au deuxième minimum) réduit à peu près de moitié la résistance.

3. Les températures des deux maxima et du premier minimum varient avec les conditions de solidification et de refroidissement du bismuth.

4. Si l'on considère des barres de bismuth, dont la température après la fusion a baissé de plus en plus rapidement, on reconnaît que les deux maxima s'approchent, la température du premier augmentant et celle du second diminuant. En même temps, le premier maximum de résistance s'élève. Le premier minimum, qui est compris entre les deux maxima, disparaît peu à peu, et la courbe de résistance présente à sa place deux inflexions. Enfin, avec un refroidissement encore plus rapide, les inflexions disparaissent, les deux maxima se fondent en un seul, et la courbe de résistance devient semblable à une parabole. Les variations de résistance ne présentent plus alors que deux phases, la première d'augmentation de résistance avec la température, la deuxième de diminution, qui se continue jusqu'à la fusion.

Par exemple, du bismuth très lentement refroidi a montré le premier maximum à $-40°$, le premier minimum à $115°$, le deuxième maximum à $240°$ environ. Du bismuth refroidi très rapidement a donné un seul maximum à $50°$ environ. A ces changements de la courbe de résistance correspond une variation des caractères physiques analogues à ceux de la trempe de l'acier. En outre, les fils trempés fondent à quelques degrés au-dessus des fils recuits.

5. Les fils obtenus par pression à chaud donnent des courbes de mêmes formes, mais plus élevées.

6. Pour les fils obtenus par pression à froid, on a des courbes semblables, mais encore plus élevées.

7. La résistance du bismuth du commerce varie donc non seulement avec la température, mais aussi avec la manière dont la pièce est préparée, et avec la trempe. Ainsi la résistance à 0°, par rapport au mercure, a varié, selon le degré de trempe, de 2,4 à 3,5 pour le métal fondu, de 3,3 à 4,2 pour les fils obtenus par pression à une température voisine de celle de fusion, et de 3,9 à 6,3 pour les fils fabriqués par pression à froid. Pour le métal en fusion j'ai trouvé 1,3.

8. Le bismuth chimiquement pur se comporte comme les autres métaux; il ne peut pas se tremper sensiblement et sa résistance à 0° a été 1,15.

9. La différence entre le bismuth pur et celui du commerce tient à des traces d'étain qui lui communiquent des propriétés semblables à celles par lesquelles l'acier diffère du fer.

10. En ajoutant au bismuth de l'étain en quantité de plus en plus grande, la résistance spécifique croît beaucoup jusqu'à un maximum, puis elle diminue. La résistance à 0° pour du bismuth qui contient 0,10; 0,23; 0,56; 2,00; 10,00 pour 100 d'étain, a été respectivement : 2,47; 3,47; 4,24; 3,65; 1,84. Ces valeurs correspondent au métal refroidi lentement.

11. La présence de l'étain en quantité de plus en plus grande modifie la courbe de résistance, de la même manière qu'une trempe de plus en plus forte.

12. La résistance du bismuth, soit pur ou non, augmente lorsqu'on le place dans un champ magnétique.

13. Cette augmentation de résistance a lieu soit lorsque la barre ou la lame, parcourue par le courant dans la direction de sa longueur, est placée suivant les lignes de force magnétiques, soit lorsqu'elle les coupe à un angle droit; mais, dans ce dernier cas,

elle est beaucoup plus forte. Dans mes expériences, l'augmentation de résistance est arrivée jusqu'à $\frac{1}{8}$ de sa valeur.

14. Le bismuth trempé est moins sensible au magnétisme que celui qui ne l'est pas, en ce sens que le rapport entre la variation de résistance et la résistance initiale est plus petit. De même le bismuth comprimé est moins sensible que celui qui a été fondu, et le bismuth du commerce un peu moins que le métal pur ([1]).

15. La variation de résistance est proportionnelle à la force magnétique, sauf pour les faibles valeurs, car alors elle croît un peu plus rapidement que l'intensité du champ.

16. Les variations de résistance dues au magnétisme diminuent en élevant la température du bismuth, du moins jusqu'à environ 100°. (Je n'ai pas expérimenté en ce sens pour des températures plus élevées.) ([2]).

VARIATIONS DES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DU BISMUTH PLACÉ DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE;

PAR M. HURION.

Des expériences récentes de M. Leduc ([3]), qu'il est assez facile de répéter, montrent que, si l'on place une lame de bismuth dans un champ magnétique et normalement aux lignes de force, les surfaces équipotentielles d'un courant traversant la lame se trouvent déviées de leur direction primitive, d'où il suit que la constitution physique du métal se trouve altérée. Cette altération peut se traduire par d'autres effets, notamment par l'action sur la lumière polarisée.

([1]) Je viens de vérifier que le phénomène de Hall se produit sensiblement avec la même intensité avec le bismuth pur et avec celui du commerce.

([2]) On trouvera dans le Mémoire complet (Académie de Bologne) la description des méthodes de mesure, les Tableaux numériques des résultats, et les courbes qui les représentent.

([3]) *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 133.

Les recherches du Dr Kerr (1) ont appris qu'un miroir d'acier placé entre les pôles d'un électro-aimant fait tourner d'un certain angle le plan de polarisation d'un rayon incident normal lorsqu'on anime l'électro-aimant; la rotation s'effectue en sens inverse de la direction du courant qui produit l'aimantation. Le bismuth jouit de propriétés semblables, ainsi qu'il résulte des expériences suivantes.

On se procure un miroir dont la surface réfléchissante est constituée par du bismuth en coulant ce métal fondu sur une lame de verre, chauffée ainsi que le fait M. Righi (2); la lame de verre portant une mince couche de métal est placée entre les pôles d'un électro-aimant de Faraday. Les armatures de l'électro-aimant sont percées d'un trou central; l'une d'elles est plate et l'autre conique, et la lumière arrive par le trou de cette dernière. Le rayon réfléchi normalement revient dans sa direction primitive et rencontre sous un angle de 45° une glace non étamée qui laisse passer la lumière directe et rejette latéralement le rayon réfléchi. La lumière incidente traverse le système polarisant d'un saccharimètre Laurent et la lumière réfléchie est reçue dans l'analyseur du même appareil. L'électro-aimant peut être traversé tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre, par le courant d'une machine Gramme type d'atelier.

On observe que le plan de polarisation du rayon réfléchi est dévié d'environ 30′ quand on renverse le sens du courant; la rotation est de même sens que le courant qui produit l'aimantation. Il est clair que l'effet observé est dû en partie à l'action de la lame de verre.

Pour tenir compte de cette dernière action, on peut enlever le bismuth sur une petite portion de la lame de verre et, plaçant l'analyseur à l'autre bout de l'appareil, étudier le rayon transmis; on trouve que le plan de polarisation de la lumière qui a traversé le verre tourne de 24′ quand on change le sens du courant; la rotation a lieu, comme on sait, dans le sens du courant. Or, dans la première expérience, la lame de verre étant traversée deux fois par la lumière aurait dû produire une rotation de 48′; l'observation a donné 30′ : on doit en conclure que le bismuth a fait tourner le

(1) *Philosophical Magazine*, mai 1877.
(2) *Journal de Physique*, 2e série, t. III, p. 127.

plan de polarisation de 18′, en sens contraire du courant qui anime l'électro-aimant. On peut comparer ce résultat avec l'effet produit par un miroir d'acier placé dans les mêmes conditions : l'expérience indique une rotation de 22′ en sens contraire du courant de l'électro-aimant. Si l'on recouvre le miroir d'acier de la lame qui portait le miroir de bismuth, on observe une rotation de 28′ dans le sens du courant, d'où l'on peut conclure qu'on aura l'effet propre de la lame de verre en ajoutant à cette rotation celle que produit directement l'acier, ce qui donne pour l'effet de la lame 50′ au lieu de 48′, nombre trouvé plus haut ; la vérification est donc satisfaisante. Des expériences, actuellement en cours d'exécution, m'ont montré que la résistance électrique du bismuth augmente quand il est placé dans un champ magnétique.

VARIATION DE LA RÉSISTANCE DU BISMUTH ET DE QUELQUES ALLIAGES AVEC LA TEMPÉRATURE ;

Par M. A. LEDUC.

J'ai observé antérieurement (¹) que la résistanee d'une lame mince de bismuth, sur laquelle j'ai étudié le phénomène de Hall, augmente d'environ 4 millièmes de sa valeur par degré centigrade entre 12° et 60°. La résistance d'un alliage à poids égaux de bismuth et de plomb augmente, au contraire, d'environ 15 dix-millièmes de sa valeur dans les mêmes circonstances.

Dans l'espoir de trouver un alliage dont la résistance ne variât point sensiblement entre des limites de température assez étendues, j'unis 1^{éq} de plomb successivement à 2^{éq}, 3^{éq}, 4^{éq} et 5^{éq} de bismuth, et j'obtins des fils de ces alliages en les faisant monter par aspiration à l'état liquide dans des tubes de verre capillaires contournés. Tous augmentent de résistance (13 à 8 dix-millièmes) lorsqu'on élève la température. J'essayai de nouveau le bismuth pur (commercialement) réduit en fil par le moyen ci-dessus : la résistance augmenta de 3 millièmes de sa valeur par degré. La

---

(¹) *Voir* p. 133 de ce Volume.

différence remarquable entre ce fil et la lame étudiée précédemment tient, sans doute, à leur mode de préparation et à la vitesse très différente de leur refroidissement.

Il est à remarquer que le bismuth pur et le dernier alliage essayé augmentent notablement de volume en se solidifiant. Nous trouvons donc ici des exceptions à la règle considérée comme générale : *pour les métaux qui augmentent de volume en se solidifiant, la résistance diminue lorsqu'on élève la température.*

A. Leduc.

SHELFORD BIDWELL. — On some experiments illustrating an explanation of Hall's phenomenon (Expériences à l'appui d'une interprétation du phénomène de Hall); *Philosophical Magazine,* 5e série, t. XVII, p. 249; 1884.

M. Bidwell explique le phénomène de Hall par les effets combinés de la traction exercée sur le conducteur d'un courant placé dans un champ magnétique et du phénomène de Peltier.

L'expérience de M. Hall est répétée au moyen d'une lame de fer très mince fixée sur verre ; puis, sans rien changer à la disposition, on attache avec de la cire un cordon au milieu de la lame. En tirant ce cordon, on obtient une déviation galvanométrique, comme lorsqu'on anime l'électro-aimant. Mais l'effet est faible : pour l'amplifier, on serre la lame de fer entre deux lames de sapin formant une sorte de sandwich que l'on fixe sur une planche au moyen de quatre écrous. Si l'on presse avec le doigt le milieu de l'un des côtés du sandwich dans le plan de la lame, le galvanomètre indique un courant dans le sens de la pression exercée. Même expérience et résultat inverse avec le platine.

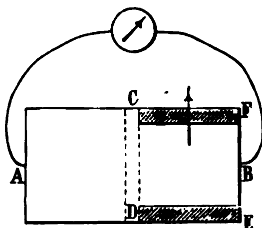
M. W. Thomson a observé (1856) que, si l'on chauffe le contact de deux fils de cuivre dont l'un est tendu, il se développe un courant thermo-électrique allant au point chauffé de la partie tendue à la partie libre. C'est l'inverse pour le fer.

M. Bidwell prend une lame de fer AB (*fig.* 1) dont les parties DE, CF sont serrées entre deux blocs de bois. DE est fixe et l'on exerce au moyen d'un levier une traction latérale sur CF. L'application suivant CD d'une lame de verre chauffée détermine un

courant de même sens que si la traction avait été longitudinale. Ce courant est assez intense si l'on remplace le fer par le zinc.

M. Bidwell admet que, sous l'influence de la traction qu'elle subit dans le champ magnétique, la lame métallique prend une forme légèrement contournée et se divise en six parts, dont trois

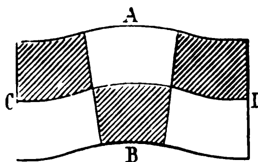
Fig. 1.



sont comprimées et les trois autres dilatées (*fig.* 2). Il s'appuie sur ce que les extrémités de la lame débordant les armatures de l'électro-aimant subissent bien moins son influence que la partie centrale.

J'ajouterai toutefois que j'ai obtenu des effets considérables

Fig. 2.



alors que l'intensité magnétique était sensiblement la même aux extrémités de la lame qu'en son milieu. J'ai obtenu le phénomène au moyen d'une lame carrée de $0^m,013$ de côté placée entre deux armatures plates de $0^m,08$ de diamètre.

Admettons cette déformation et supposons qu'un courant aille de C en D. Là où le courant passe d'une partie dilatée à une partie comprimée, il y a échauffement s'il s'agit du fer et refroidissement si l'on opère sur le cuivre, de sorte que la lame se trouve divisée en quatre régions dont deux sont plus chaudes que les deux autres. De là résulterait, suivant M. Bidwell, l'inclinaison des lignes équipotentielles dans le champ magnétique.

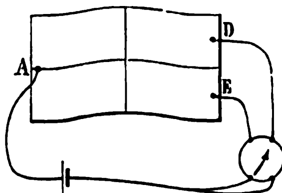
Ce qui semble confirmer cette opinion, c'est que tous les mé-

taux *positifs* de M. Hall se comportent comme le fer dans l'expérience de Thomson, et les métaux négatifs comme le cuivre. Quelque remarquable que soit ce rapprochement, il me paraît difficile d'admettre qu'une traction assez faible pour ne pas rompre une lame de bismuth, par exemple, puisse y déterminer, en vertu du phénomène de Peltier, une rotation des lignes équipotentielles atteignant 10°, quelque favorable que soient d'ailleurs les conditions dans lesquelles cette traction s'exerce. Il serait à désirer que M. Bidwell donnât quelques nombres à cet égard (¹).

On peut objecter aussi que l'action de l'électro-aimant sur le conducteur, d'une part, et de l'autre le phénomène de Peltier sont proportionnels à l'intensité du courant qui traverse la lame métallique. Le phénomène de Hall devrait donc être proportionnel au carré de cette intensité, tandis qu'il lui est simplement proportionnel.

M. Righi a obtenu le phénomène de Hall en faisant entrer le courant dans la lame par une seule électrode A et le laissant sortir par deux autres DE (*fig*. 3) d'où partaient deux fils s'enroulant en

Fig. 3.



sens contraire sur un galvanomètre différentiel et retournant ensuite à la pile. Or, si l'on admet la subdivision de la lame en quatre parties inégalement chaudes, on voit que les résistances des chemins AD et AE n'ont pas dû être altérées par ce fait, puisque l'une des moitiés de chacun d'eux a été refroidie d'autant que l'autre s'est échauffée.

L'hypothèse de M. Bidwell ne rend donc pas compte de cette expérience.

(¹) Je rappellerai d'ailleurs que dans mes expériences la lame métallique était plongée dans l'eau et que, par suite, ses diverses parties devaient avoir sensiblement la même température.

Elle n'explique pas davantage l'augmentation de résistance que subit dans le champ magnétique une lame de bismuth traversée par un courant très faible (o^amp,001 environ).

J'ai trouvé que la résistance d'une lame de bismuth augmente de $\frac{28}{1000}$ de sa valeur en un point où l'intensité magnétique est de 3000 C.G.S. Au même point la rotation des lignes équipotentielles est d'environ 2°.

La résistance d'une lame d'argent ne varie pas dans ces condition d'un millième de sa valeur; mais il faut observer que la rotation des lignes équipotentielles y est environ soixante fois plus faible que dans le bismuth.

Cette augmentation de la résistance est expliquée par l'inflexion des lignes de force et l'augmentation du chemin parcouru par le courant, ainsi que je l'ai décrit antérieurement. A. Leduc.

HERBERT TOMLINSON. — Note on Hall's phenomenon (Sur le phénomène de Hall): *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XVII, p. 400; 1884.

M. Tomlinson remarque la grande analogie qu'il y a entre la Table des coefficients de rotation donnée par M. Hall et les résultats qu'il a obtenus lui-même relativement aux variations de résistance des métaux soumis à une traction mécanique. Le platine seul paraît faire exception.

Métal	Coefficient de rotation (M. Hall).	Variations de résistance spécifique par unités, pour un accroissement de longueur égale à l'unité.
Fer	+ 78	+ 2,618
Zinc	+ 15	+ 2,113
Étain	+ 0,2	— 1,630
Plomb	0	+ 1,613
Platine	— 2,4	+ 2,239
Argent	— 8,6	+ 1,617
Cuivre	10	+ 1,005
Aluminium	50	+ 0,420
Nickel	— 120	+ 8,860

Il ne serait pas impossible qu'il y eût quelque relation entre le

phénomène de Hall et la variation de résistance que pourrait produire l'action mécanique bien connue exercée par l'électro-aimant sur le conducteur d'un courant. S'il en était ainsi, observe M. Tomlinson, il y aurait lieu de revenir sur certains résultats obtenus par M. Hall. D'après celui-ci, le phénomène qu'il étudie augmente notablement avec la température dans le nickel, tandis que la diminution de résistance produite dans ce métal par une certaine traction est plus de deux fois moindre à 100° qu'à 15°.

Les résultats obtenus par M. Tomlinson relativement au nickel et à l'aluminium sont très curieux; quoique le métal s'allonge et qu'en même temps sa section diminue sous l'influence de la traction, sa résistance électrique diminue, pourvu que cette traction ne dépasse pas certaines limites. A. Leduc.

ANNALES DE CHIMIE ET DE PHYSIQUE.

5e série, t. XXVIII; 1883.

BERTHELOT et VIEILLE. — L'onde explosive, p. 289-332.

MM. Berthelot et Vieille étudient la propagation de l'onde explosive dans des mélanges détonants renfermés dans des tubes de plomb, de caoutchouc ou de verre ouverts ou fermés. Quand la combinaison se fait sous forme explosive, les caractères précis de l'onde qui se propage dans le tube sont les suivants :

1° L'onde explosive se propage uniformément : les expériences faites sur un même mélange dans un même tube fermé, ouvert d'un seul côté ou des deux côtés à la fois, donnent la même vitesse, et cela quelle que soit la position des points du tube entre lesquels on l'évalue.

2° La vitesse de l'onde explosive dépend essentiellement de la nature du mélange explosif et non de la matière du tube qui le contient.

3° L'influence du diamètre du tube sur la vitesse de l'onde n'est pas sensible quand on passe d'un diamètre de 5^{mm} à un diamètre triple; sa diminution dans un tube capillaire n'est pas excessive.

4° La vitesse de l'onde explosive est indépendante de la pression : celle-ci a varié dans des limites comprises entre 1 et 3, mais au voisinage de la pression atmosphérique.

Ces divers caractères sont communs à la propagation de l'onde explosive et celle des ondes sonores ; mais la vitesse de l'onde explosive est très supérieure à la vitesse de propagation du son dans le milieu étudié. Ainsi dans le mélange oxyhydrique, la vitesse de l'onde explosive est de 2841^m ; celle du son, de 514^m seulement par seconde à la température de 0°. Voici d'après quelle conception théorique les auteurs parviennent à prévoir, avec une assez grande approximation, quelle doit être la vitesse de l'onde explosive dans un mélange donné.

La vitesse de translation des molécules gazeuses est, d'après Clausius,

$$\theta = 29^m,354\sqrt{\frac{T}{\rho}}.$$

Dans cette formule, T représente la température absolue, ρ la densité du gaz par rapport à l'air. Si l'on développe subitement une certaine quantité de chaleur au sein d'une masse gazeuse, la force vive moyenne du mouvement de translation d'une molécule se trouvera augmentée dans un rapport qu'il est facile de connaître. Soit, en effet, $q = 273c$ la chaleur contenue dans l'unité de poids du gaz à 0°, Q la quantité de chaleur dégagée au sein de la même masse (par exemple dans l'acte de la combinaison), la force vive moyenne du gaz croît dans le rapport $\frac{Q+q}{q}$ et la vitesse de translation d'une molécule dans le rapport $\sqrt{\frac{Q+q}{q}}$. Elle deviendra donc

$$\theta_1 = \theta_0\sqrt{\frac{Q+q}{q}}.$$

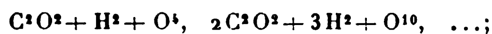
MM. Berthelot et Vieille admettent que, dans l'acte de l'explosion, un certain nombre de molécules gazeuses, parmi celles qui forment la tranche enflammée, sont lancées en avant avec toute la vitesse correspondant à la température maximum dégagée par la combinaison chimique ; leur choc détermine la propagation de la combinaison dans la tranche suivante, et le mouvement se com-

munique ainsi de proche en proche avec une vitesse qui n'est autre que θ_1.

Voici le résultat de la comparaison de la formule avec l'expérience pour divers mélanges gazeux :

Température.	Densité ρ des produits.	Chaleur Q de combustion.	θ_1.	Vitesse trouvée par l'expérience.
		Cal	m	m
$H^2 + O^2$	0,622	59000	2831	2810
$C^2O^2 + O^2$	1,529	68200	1941	1089
$C^4H^2 + O^{10}$	1,227	308100	2660	2482,5
$C^4H^4 + O^{12}$	1,075	321400	2517	2209,5
$C^4H^6 + O^{14}$	0,985	359300	2483	2363
$C^2H^4 + O^8$	0,924	193500	2427	2287
$C^4Az^2 + O^8$	1,343	262500	2490	2195

La formule s'applique assez bien à ces divers mélanges, à l'exception du deuxième, auquel elle ne convient certainement pas; elle s'applique encore au même degré d'approximation à des mélanges ternaires contenant de l'hydrogène libre, tels que



$$C^2O^2 + H^2 + O^4, \quad 2C^2O^2 + 3H^2 + O^{10}, \quad \ldots;$$

à des mélanges dans lesquels le corps comburant est un oxyde d'azote ($Az^2O^2 + H^2$; $4AzO^2 + C^4Az^2$, ...); enfin aux mélanges contenant des gaz inertes, sauf pour ceux qui touchent à la limite où la détonation cesse de se propager. Ce dernier cas se présente toutes les fois que la température théorique de combustion (sans tenir compte de la dissociation) tombe au-dessous de 2000° (hydrogène ou cyanogène associé à l'azote) ou de 1700° (oxyde de carbone ou formène associé à l'azote); ou encore toutes les fois que le volume des produits de la combustion descend au-dessous d'une certaine fraction (un tiers à un quart, suivant les mélanges) du volume final.

D'après l'ensemble de ces observations, la propagation de l'onde explosive est un phénomène tout à fait distinct de la combustion ordinaire ; elle a lieu seulement lorsque la tranche enflammée exerce la pression la plus grande possible sur la tranche voisine. En enregistrant le mouvement d'un piston placé à $5^m,25$ du point d'inflammation dans un tube qui contenait un mélange tonnant d'oxygène et d'hydrogène, les auteurs ont constaté que le

premier déplacement du piston s'opère sous une pression de 5^{kg} environ par centimètre carré, et que la pression qu'il supporte est encore supérieure à 3^{kg} au bout de $\frac{1}{1000}$ de seconde, quand l'onde a déjà progressé dans le tube de $2^{m},70$: la pression limite correspondant à la combustion du mélange HO dans un vase clos est de 7^{kg} par centimètre carré.

E.-H. AMAGAT. — Recherches sur la compressibilité des gaz, p. 456-464.

M. Amagat examine les critiques élevées par M. Cailletet (¹) au sujet de ses expériences antérieures; elles étaient relatives : 1° au changement de volume intérieur des manomètres résultant de la pression; 2° à l'absorption possible de l'oxygène par le mercure. Il conclut que ces causes d'erreur n'exercent qu'une influence négligeable sur les résultats qu'il a publiés.

E.-H. AMAGAT. — Mémoire sur la compressibilité de l'air et de l'acide carbonique de 1^{atm} à 8^{atm} et de 20° à 300°, p. 464-480.

La méthode employée consiste essentiellement à introduire dans un cylindre de verre un volume de gaz V sous une pression P que l'on mesure; on met ensuite la capacité V en communication avec une autre, de volume V′ sensiblement égal à V, et dans laquelle on a fait le vide, et l'on mesure encore la pression P′ du gaz. On déduit de ces mesures le rapport $\frac{P'(V+V')}{PV}$.

Les cylindres en verre épais sont placés dans une chaudière en cuivre rouge remplie d'huile et communiquant par des tiges capillaires avec une pièce de bronze à robinets qui permet de faire communiquer les cylindres entre eux, de faire le vide dans le cylindre V′ ou enfin de mettre les cylindres en communication avec un manomètre à air libre extérieur. La portion de la masse ga-

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XIX; 1880.

zeuse placée en dehors du bain d'huile a été rendue aussi faible que possible; d'ailleurs, on élimine son influence grâce à une disposition spéciale qui revient à doubler exactement cet espace nuisible, en même temps qu'on établit la communication des cylindres V et V' et qu'on double ainsi le volume de la masse chauffée.

Il résulte des mesures de M. Amagat que l'écart par rapport à la loi de Mariotte est sensiblement nul pour l'air à partir de 100°, quelle que soit la pression initiale (comprise entre $0^m,67$ et $2^m,87$ de mercure). Pour l'acide carbonique, au contraire, l'écart, très sensible à 50°, croît proportionnellement à la pression initiale. Cet écart est plus faible à 100° et 200° et presque insensible à 300°.

Température.	Pression initale moyenne.	$\frac{pv}{p'v'}$
50°	0,74	1,0037
	1,47	1,0075
	2,91	1,0143
100°	0,72	1,0027
	1,43	1,0051
	2,82	1,0085
	2,92	1,0097
200°	0,71	1,0009
	1,41	1,0025
	2,80	1,0041
300°	0,72	1,0003
	1,43	1,0015
	2,87	1,0017

E.-H. AMAGAT. — Sur une forme nouvelle de la relation $F(p, v, t) = 0$ relative aux gaz, et sur la loi de dilatation de ces corps à volume constant, p. 500-507.

M. Amagat est conduit, par la discussion des courbes qui représentent les résultats généraux de ses expériences sur la compressibilité et la dilatation des gaz, à proposer entre les variables p, v et T une relation de la forme

$$\left(p + \frac{M}{v^m + av^{m-1} + \ldots + k}\right)(v - \alpha) = AT,$$

qui contient, comme cas particulier, la formule de M. Van der Waals

$$\left(p + \frac{M}{v^2}\right)(v - \alpha) = AT.$$

S'il s'agit d'une relation qui exprime à la fois la loi de compressibilité du gaz et du liquide résultant de sa condensation, il peut être nécessaire d'avoir recours à des formules d'un type plus compliqué, telles que celle de M. Clausius

$$\left[p + \frac{M}{T(v + \beta)^2}\right](v - \alpha) = AT.$$

E. Bouty.

SUR LA POLARISATION DES MÉTAUX OXYDABLES ET L'ÉNERGIE ÉLECTRIQUE QU'ILS FOURNISSENT DANS LES PILES;

PAR M. CHAPERON.

I.

La concordance observée dans un certain nombre de cas particuliers entre deux mesures différentes de l'énergie fournie par une réaction chimique déterminée, la chaleur appréciée au calorimètre et la force électromotrice d'un couple voltaïque, sont assez remarquables pour qu'on se refuse à les considérer comme une coïncidence fortuite. De nombreuses anomalies se sont manifestées cependant, dès que l'on a essayé d'étendre cette comparaison à d'autres cas que celui de l'élément Daniell, du couple zinc-cadmium et d'un petit nombre d'autres. M. Favre et M. Raoult ont, depuis longtemps, signalé des exceptions frappantes; depuis, dans divers travaux étrangers, notamment dans un Mémoire étendu et important dû à M. F. Braun, ces exceptions se sont multipliées à tel point que la relation vérifiée par l'élément Daniell apparaît presque comme un cas isolé sans signification bien précise.

Nous avons essayé de mettre en évidence une des causes les plus considérables de ce désaccord entre les résultats électrochimiques et thermochimiques, cause qui, si nos vues sont exactes, n'infirmerait pas la vérité du principe de comparaison. Cette cause n'est autre que le phénomène d'absorption ou d'occlusion des gaz, et notamment de l'hydrogène par les métaux à la température ordinaire. C'est à cet ordre de faits, vérifié par des expériences directes (notamment par celles bien connues de M. Cailletet), que l'on attribue, au moins dans une partie des théories admises, la plupart des effets de la polarisation. Il influe donc évidemment sur toute production d'énergie électrique mesurée par le passage d'un courant. Il y a, comme nous le verrons, des raisons de croire que son influence s'exerce également, quoique d'une façon différente, sur les forces électromotrices mesurées à circuit ouvert, à l'électromètre par exemple.

Par un raisonnement inductif, on peut entrevoir la probabilité

de cette relation. Lorsqu'un couple, par exemple l'élément *aluminium, sulfate d'alumine-sulfate de cuivre, cuivre,* donne une force électromotrice très inférieure à ce que demanderait la chaleur de dissolution du métal négatif, on doit penser que la réaction chimique n'est pas réversible par l'application d'une force électromotrice inverse, puisque la réaction renversée donnerait de l'aluminium avec une dépense d'énergie inférieure à la chaleur que fournit la combustion de ce métal *à très haute température.* On est donc conduit à considérer le système *aluminium-sulfate d'alumine* comme n'étant pas identique lorsqu'il est traversé par des courants infiniment faibles et de sens contraires. C'est précisément ce qui a lieu si ce système est polarisable, si le métal peut absorber l'hydrogène. Le même raisonnement pourrait se faire dans tous les cas où la divergence entre la force électromotrice et les données calorimétriques est considérable.

Supposant ainsi que les éléments voltaïques où se présente ce désaccord contiennent un système polarisable, nous avons été amené à constater et à étudier la polarisation de certains métaux oxydables, en particulier celle des métaux négatifs des éléments suivants, en partie signalés par M. Edm. Becquerel en 1856, et qui donnent une divergence très grande :

			volt	
Fer et platine	dans une solution de potasse	F.E.M..	0,60	(variable)
Nickel et platine	»	»	0,43	»
Magnésium et platine	»	»	1,35	»

La simple oxydation du métal donnerait :

	volt
Fer........................	1,497
Nickel......................	1,32
Magnésium..................	3,25

sans tenir compte de l'effet très notable du platine rougi.

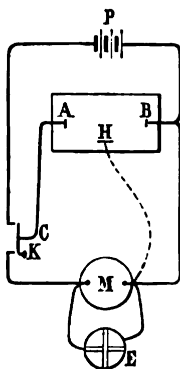
On peut encore citer, comme donnant un grand désaccord, l'élément *aluminium, acide sulfurique dilué-sulfate de cuivre, cuivre,* qui donne une force de $0^{\text{volt}},62$ environ, sa force électromotrice théorique étant de $2^{\text{volts}},06$.

L'étude de la polarisation de ces divers métaux présente seulement une difficulté, que l'on rencontre d'ailleurs toutes les fois que l'on a affaire à un système d'électrodes oxydables et attaquables.

En effet, les actions chimiques peuvent avoir et ont généralement pour résultat de former à la surface de ces électrodes des couches plus ou moins continues de divers composés mauvais conducteurs. On ne peut pas, par conséquent, apprécier les forces électromotrices de polarisation, par une mesure de la différence de potentiel entre les électrodes pendant qu'elles font partie d'un circuit où se trouve une source d'électricité, même en combinant cette mesure avec une détermination de la conductibilité du liquide, comme on l'a fait avec succès dans le cas des électrodes de platine (¹). Il faut avoir recours aux méthodes dans lesquelles les électrodes sont étudiées après séparation de la source, et, comme leur différence de niveau disparaît avec une très grande rapidité, c'est seulement pendant une durée excessivement courte, à partir de l'ouverture du courant primaire, que cette différence pourra être mesurée d'une manière satisfaisante.

Voici le dispositif expérimental que nous avons employé (*fig.* 1) :

Fig. 1.



par le jeu d'une clef à ressort bien isolée C, le voltamètre à étudier est placé alternativement dans le circuit d'une pile P de force électromotrice variable, et dans un second circuit où se termine un condensateur M d'assez grande capacité (1 microfarad). Les communications avec la clef sont telles que, dans la position de repos de celle-ci, les électrodes A et B sont dans le circuit primaire ; un

(¹) Bouty, *Séances de la Société de Physique*, année 1882, p. 83.

coup frappé sur la poignée K met ces électrodes en rapport avec le condensateur pendant un instant très court, le ressort agissant de suite pour rétablir la première position. L'appareil étant ainsi disposé, on voit qu'en frappant un certain nombre de coups sur cette clef on arrivera à un état d'équilibre dans lequel les armatures du condensateur présenteront une différence de potentiel égale à celles qu'ont les électrodes du voltamètre pendant la très courte durée où elles viennent d'être séparées du circuit primaire. L'effet est à peu près le même que celui des dispositifs à trembleurs qui ont été employés par M. Raoult et d'autres observateurs pour la même étude; seulement ici la durée du courant de charge est aussi longue qu'on le veut, et ce courant est absolument continu.

La capacité du condensateur, 1 microfarad, est assez considérable pour que la charge *statique* et non condensée que peuvent prendre des électrodes impolarisables ne l'influence pas d'une manière sensible. Si l'on se sert, par exemple, d'un système d'électrodes de zinc dans le sulfate de zinc ou dans la potasse, un électromètre à quadrants de Thomson, maintenu en communication permanente avec les armatures du condensateur, indique la même différence de potentiel après 5 à 6 coups de clef et, après 100 coups, quelques centièmes de volt, la pile primaire maintenant cependant entre les électrodes une différence d'environ 1^{volt}. Avec un système polarisable, au contraire, 5 à 6 coups de clef donnent une déviation correspondant presque à la différence de niveau primaire.

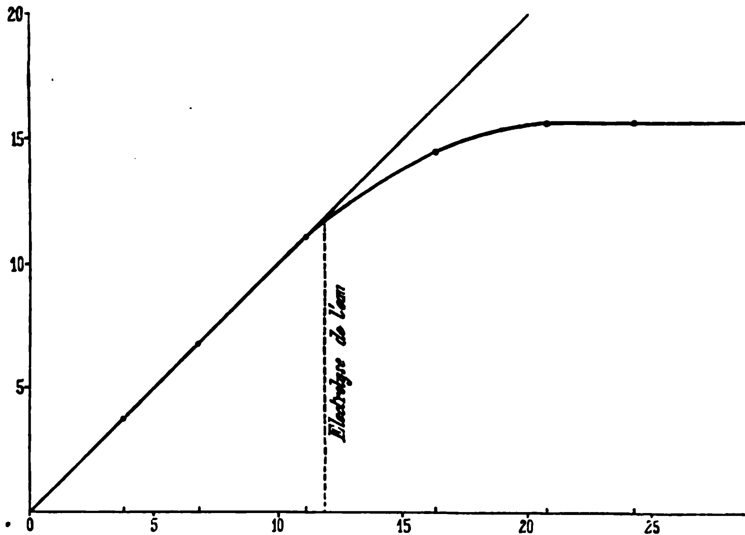
La mesure de la différence de potentiel des armatures du condensateur se fait facilement au moyen de l'électromètre de Sir W. Thomson, comme nous l'avons dit; les indications sont alors continues. On peut également se servir d'un galvanomètre et de la méthode des arcs d'impulsion avec une clef de Sabine; si l'on ne veut mesurer qu'un petit nombre de forces électromotrices de polarisation, ce second procédé est aussi convenable.

On peut étudier, par ce moyen, tous les systèmes d'électrodes oxydables et dont la polarisation se dissipe rapidement, ceux-là même qui forment les éléments négatifs des couples dont nous avons parlé : le *fer*, le *nickel* et surtout le *magnésium*, plongés dans des dissolutions de potasse caustique, l'*aluminium*, dans l'eau acidulée ou le sulfate d'alumine. Quelques séries d'expé-

riences ont aussi été faites avec des métaux qui, même à l'état de dépôts galvaniques, manifestent une polarisation considérable dans les dissolutions de leurs propres sels, par exemple le *nickel*.

Comme on le voit, cette méthode n'est guère que la constatation de la capacité de polarisation, précisée et étudiée par M. Blondlot. Dans certaines conditions, elle pourrait peut-être permettre une appréciation assez rapide de cette grandeur.

Fig. 2.



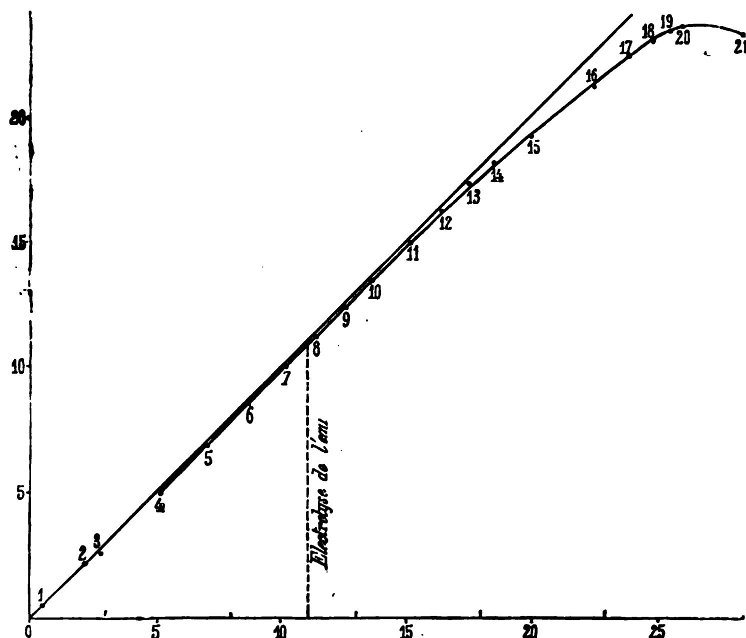
Au lieu de grouper les résultats en Tableaux, nous avons préféré les mettre sous forme graphique, en portant comme abscisses les différences de potentiel établies entre les électrodes par la pile primaire de force variable dans la position de repos de la clef, et, comme ordonnées, les différences de niveau retenues par ces mêmes électrodes et communiquées par elles au condensateur.

On obtient ainsi une représentation assez nette de certaines particularités déjà connues des phénomènes de polarisation. En faisant croître la force électromotrice maintenue entre les électrodes par la pile primaire depuis quelques centièmes de volt jusqu'à 2^{volts} à 3^{volts}; la force de l'élément secondaire fournie par les électrodes séparées croît elle-même, en restant très voisine de la

première vers l'origine, et s'en écartant ensuite d'une façon variable selon la nature du métal et de l'électrolyte.

Le système de deux électrodes de platine, plongées dans l'eau acidulée (*fig.* 2), donne des valeurs de la force électromotrice retenue ou secondaire, très sensiblement égales (à 1 ou 2 centièmes de volt près) à celle de la différence de potentiel primaire (mesurée sur les électrodes mêmes pendant qu'elles sont dans le

Fig. 3.

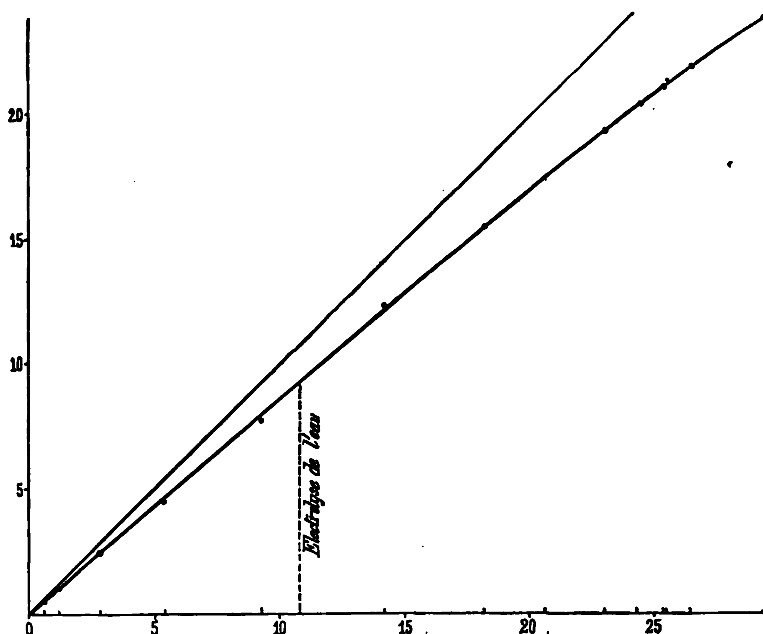


circuit de la pile), jusqu'à ce que les deux grandeurs aient atteint environ 1volt,5. A ce moment, l'électrolyse commence en général, et la force électromotrice secondaire croît beaucoup moins vite; la courbe qui en indique les variations s'écarte de la bissectrice des axes avec laquelle elle s'était confondue jusque-là, la valeur de l'ordonnée paraissant tendre vers un maximum. En faisant varier beaucoup la surface des électrodes et leur écartement, nous avons trouvé pour ce maximum une valeur de 2volts,31 environ.

Deux électrodes de magnésium dans une solution de potasse caustique à 10 pour 100 (*fig.* 3) paraissent d'abord donner les

mêmes résultats pour les petites valeurs de la différence de potentiel primaire. Les valeurs de la force électromotrice secondaire sont cependant toujours un peu plus petites que pour le platine, et la courbe représentatrice de cette force accompagne la bissectrice des axes depuis l'origine en restant légèrement au-dessous. Ce fait paraît dû à ce que la dissipation de la polarisation est beaucoup plus rapide pour un système d'électrodes oxydables ([1]);

Fig. 4.



il y a donc entre les électrodes un courant de convection plus intense, et qui correspond à une fraction plus importante de la différence de potentiel primaire. Avec ces électrodes de magnésium, les premiers symptômes de l'électrolyse sont difficiles à apercevoir, et soit à cause de la résistance qu'elles opposent, soit pour d'autres raisons, cette électrolyse reste toujours fort lente; elle est d'ailleurs accompagnée d'une oxydation visible de l'anode. La courbe représentative des forces secondaires présente aussi au

([1]) Cette particularité a déjà été signalée par M. Blondlot.

voisinage du point d'électrolyse un aspect remarquable; au lieu de s'éloigner rapidement de la bissectrice des axes à partir de $1^{\text{volt}},5$, elle continue à en rester très rapprochée et s'en écarte seulement comme si le courant de convection augmentait avec continuité depuis zéro. On atteint ainsi un maximum, assez variable selon l'étendue des électrodes et d'autres circonstances mal définies, mais toujours bien supérieur à ce que donneraient des lames ou des fils de platine. Nous avons trouvé (en employant des lames et des fils de magnésium du commerce) que ce maximum oscillait autour de $3^{\text{volts}},5$, et nous sommes arrivé souvent à $3^{\text{volts}},8$.

L'aluminium plongé dans l'eau acidulée (*fig.* 4) donne des résultats de même nature, mais encore plus marqués. La courbe représentative des forces électromotrices secondaires s'écarte en effet beaucoup de la bissectrice de l'origine; elle paraît bien continue et ne présente aucun point remarquable pour la valeur de $1^{\text{volt}},5$ où l'électrolyse devient possible (cette électrolyse, il est vrai, n'est perceptible à l'œil qu'un peu plus haut et toujours très faiblement). Enfin, à la limite des indications de notre appareil, le maximum ne paraissait point près d'être atteint, comme le montre l'allure de la ligne. Dans une expérience isolée, nous avons atteint 4^{volts}.

Le nickel et le fer dans une dissolution de potasse présentent des propriétés intermédiaires entre celles du platine et du magnésium. Nous donnons seulement les séries de valeurs permettant de construire les courbes correspondantes.

Nickel dans le sulfate de nickel pur.

Différences de potentiel (en volts)	
primaire.	secondaire.
0,14	0,14
0,26	0,26
0,41	0,408
0,53	0,512
0,64	0,576
0,83	0,656
1,02	0,70
1,44	0,752
1,82	0,88

Fer dans une solution de potasse caustique (10 pour 100 KHO).

Différences de potentiel (en volts)	
primaire.	secondaire.
0,16	0,16
0,37	0,37
0,70	0,70
1,23	1,22
1,94	1,92
2,53	2,17
2,82	2,20
3,01	2,20
3,15	2,20

II.

Il nous faut maintenant exprimer d'une façon plus précise la relation que nous avons seulement entrevue entre les phénomènes de polarisation d'un métal et cette anomalie de l'énergie électrique fournie par sa dissolution. Rappelons d'abord en peu de mots la théorie purement chimique de la polarisation.

On sait que cette théorie suppose que les électrodes polarisables sont susceptibles d'absorber, puis de restituer les éléments de l'électrolyte en produisant ou en dépensant une somme d'énergie qui varie avec la quantité déjà absorbée, avec la saturation de ces électrodes. Il n'est pas nécessaire d'ailleurs que cette énergie soit variable pour les deux éléments de l'électrolyte, mais seulement pour l'un d'eux ; dans le cas des dissolutions aqueuses par exemple, l'absorption de l'hydrogène avec production variable de travail suffit à expliquer presque toutes les circonstances du phénomène.

Dans cette manière de voir, la force électromotrice entre une lame de métal saturée d'hydrogène et une autre moins saturée sera représentée par le travail que produit un équivalent électrochimique de H en passant de la lame saturée à l'autre; travail égal à celui qu'il faudrait dépenser à la même température pour reporter, par des moyens mécaniques quelconques, cet équivalent sur la première lame. Lorsque les tensions de séparation de l'hydrogène et du métal sont finies à la température considérée, elles fournissent un moyen d'opérer ce transport inverse, et il y a alors une relation nécessaire entre ces tensions et la force électromotrice en vertu du principe de Carnot.

L'application d'une source extérieure d'électricité à un système de deux électrodes polarisables produit une électrolyse élémentaire, qui a simplement pour résultat d'accroître l'hydrogène condensé par l'une et de diminuer par combustion celui de l'autre. Il en résulte donc une force qui tend à équilibrer la source et donne, après l'action de celle-ci, un courant inverse.

Que le métal des électrodes soit très peu oxydable comme le platine ou éminemment oxydable comme le magnésium ou l'aluminium, ce déplacement de l'hydrogène sera toujours la consé-

quence du courant primaire, alors même que le métal de l'anode s'oxyderait en même temps; il pourra donc toujours y avoir arrêt partiel du courant primaire et courant secondaire après l'action de la source. Au contraire, un métal oxydable, mais n'absorbant pas l'hydrogène avec production d'énergie, comme le zinc, ne donnera pas lieu à ces phénomènes, du moins d'une manière continue et pour de faibles courants.

Cette propriété d'absorber ou d'occlure l'hydrogène fournissant la somme d'énergie libre, qui explique ainsi presque toutes les apparences de la polarisation, ne doit pas seulement se manifester lorsque les métaux qui la possèdent sont les électrodes d'une source de courant. Il semble au contraire probable que, lorsque le métal est mis en contact avec l'électrolyte, la décomposition de celui-ci commence et ne s'arrête que lorsqu'un équilibre particulier est atteint.

Considérons une lame d'un métal *m* que, pour plus de généralité, nous supposerons oxydable ou attaquable, comme ceux que nous avons étudiés, et plongeons-la dans un électrolyte pouvant dégager de l'hydrogène par décomposition dont nous représenterons la formule par RH. Nous désignerons par T_{mR}, T_{mH} les sommes d'*énergie libre* fournies, à la température et à la pression considérées, par la combinaison de *m* avec un équivalent électrochimique de R, et par l'absorption dans la lame d'un équivalent de H (la masse de cet équivalent étant supposée très petite par rapport à la lame). D'après ce que nous avons dit plus haut, on devra regarder T_{mH} comme variable avec la quantité d'hydrogène absorbée; il en sera donc de même de T_{mR}, alors même que le métal ne contracterait avec R qu'une combinaison définie; car il ne pourra entrer dans cette combinaison sans restituer l'énergie dégagée par l'absorption de l'hydrogène.

Cela posé, les valeurs variables de T_{mR} et T_{mH} devront, lorsque l'équilibre entre le métal et l'électrolyte se sera établi, satisfaire à l'équation

$$T_{mR} + T_{mH} - T_{RH} = 0, \qquad (1)$$

T_{RH} représentant, dans les conditions définies, l'énergie libre qui correspond à la décomposition de l'électrolyte.

Selon les lois de variations de T_{mR} et T_{mH} (c'est-à-dire selon

l'autre relation qui les lie), cet état inconnu d'équilibre pourra ou non être atteint. Quand il ne peut l'être, le métal décomposera l'électrolyte avec dégagement de gaz, comme les métaux alcalins dans l'eau, le zinc ou le fer dans l'eau acidulée. L'équilibre est au contraire très probablement l'état de l'aluminium dans l'eau, etc.

1° *Polarisation.* — L'application d'une force électromotrice extérieure à un système de deux électrodes appartenant à cette seconde espèce permet la décomposition de l'électrolyte, *dans certains sens,* avec une moindre dépense de travail : T_{mR} et T_{mH} prennent alors de nouvelles valeurs satisfaisant à l'égalité

$$T'_{mR} + T''_{mH} - T_{RH} = T_{\varepsilon},$$

T_{ε} étant le travail de la source pour le passage d'un équivalent.

La source étant éloignée, les valeurs de T'_{mR}, T''_{mH} font du système d'électrodes une pile secondaire dont la force correspond à l'énergie libre $T'_{mR} + T''_{mH} - T_{RH}$, égale à celle de la source.

Les valeurs de T'_{mR}, T''_{mH}, prises ainsi sous l'influence d'une source ne permettant pas nécessairement à chaque électrode de satisfaire isolément à ses propres conditions d'équilibre, il n'y aura donc pas, à proprement parler, équilibre du voltamètre et de la pile (surtout pour les valeurs élevées des énergies), mais un état continuellement variable se traduisant par le courant de convection ou la dissipation de la polarisation.

2° *Forces électromotrices.* — Si nous admettons que l'équation (1) caractérise l'état d'équilibre d'un métal au contact d'un électrolyte, elle exprimera aussi dans quelle mesure la dissolution (ou l'oxydation) de ce métal pourra engendrer de l'énergie électrique.

En associant en effet, pour former un couple, le système du métal et de l'électrolyte à un autre métal ou à un ensemble impolarisable, l'énergie libre correspondant au passage d'une quantité d'électricité qui met un équivalent en jeu sera

$$T_{mR} + K,$$

K étant connu par expérience dans le cas de plusieurs systèmes d'électrodes positives, et correspondant bien aux données thermochimiques. Mais T_{mR}, loin d'être l'équivalent de la chaleur de

dissolution du métal, est, si le métal satisfait à l'équation (1), plus petit que T_{RH}, car T_{mH} est une grandeur positive.

Nous ne nous étendrons pas davantage sur les conséquences de cette relation (1). On pourrait, par exemple, chercher dans l'indétermination qu'elle permet aux valeurs des deux énergies l'explication du caractère variable (*schwankend*) de la force électromotrice (à circuit couvert) que donnent toutes les piles à métal soluble polarisable. Sans aborder ces questions actuellement, nous résumerons toutes ces considérations, en disant qu'elles tendent à faire envisager la passivité, la polarisation dans les solutions aqueuses, et l'insuffisance de l'énergie électrique de dissolution, comme des conséquences de la propriété que possèdent un grand nombre de métaux d'absorber l'hydrogène avec production d'énergie libre.

SUR UN GALVANOMÈTRE ET UN ÉLECTRODYNAMOMÈTRE A MERCURE;

PAR M. G. LIPPMANN.

1. Le galvanomètre à mercure est fondé sur l'action des aimants sur les courants. Un manomètre à mercure (*fig.* 1) est placé entre les branches d'un aimant fixe, de telle manière que les deux pôles de l'aimant se trouvent à droite et à gauche de la branche horizontale du manomètre.

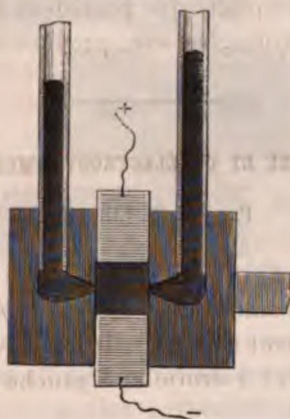
Le courant électrique que l'on veut mesurer est amené au mercure de cette branche horizontale, et il le traverse verticalement, c'est-à-dire perpendiculairement à l'axe du tube. Il se produit dès lors une différence de niveau entre les deux branches du manomètre, différence proportionnelle à l'intensité du courant électrique. Dans l'un des instruments que j'ai fait construire, cette différence de niveau est égale à 23^{mm} pour 1 ampère; dans un autre, à 58^{mm} par ampère.

Le système formé par un manomètre à mercure placé sous l'influence d'un aimant constitue donc un galvanomètre d'une construction très simple et dont les indications sont exactement proportionnelles à l'intensité du courant électrique. La théorie de son fonctionnement est la suivante : la portion de la colonne de mercure parcourue par le courant électrique représente un élément

de courant mobile. Cet élément de courant tend à repousser l'aimant placé dans son voisinage, dans une direction déterminée par la règle d'Ampère. Comme l'aimant ici est immobile et que l'élément de courant est mobile, c'est l'élément qui se déplace ; la réaction qu'il subit produit une poussée hydrostatique qui se traduit par la dénivellation du mercure. Le mercure s'arrête dès que la pression hydrostatique fait équilibre à la poussée électromagnétique.

Soient i l'intensité du courant électrique et p la pression hydrostatique mesurée par la dénivellation du mercure. On peut calculer

Fig. 1.



p en fonction de i. A cet effet, supposons, ce qui est le cas en réalité, que l'élément de courant ait la forme d'un parallélépipède rectangulaire dont la longueur, comptée dans le sens du courant électrique, soit l. La force électromagnétique qui tend à déplacer l'élément de courant est égale à

$$\mathrm{H}li,$$

H étant l'intensité du champ magnétique : telle est l'expression de la force. Pour avoir la valeur de la pression hydrostatique p, il faut diviser l'expression de la force par l'aire de la surface sur laquelle elle s'exerce. Cette surface est celle d'une face du parallélépipède ; elle a pour dimensions la longueur l et l'épaisseur ε du parallélépipède comptée dans la direction des lignes de forces magnétiques ; l'aire de cette surface est donc $l\varepsilon$. En effectuant le

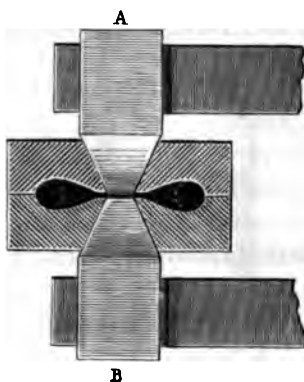
quotient, on obtient

$$p = \frac{Hi}{\varepsilon}.$$

La sensibilité de l'instrument va donc en augmentant avec l'intensité magnétique et avec la minceur de la lame de mercure.

En conséquence, on a armé les pôles de l'aimant (*fig.* 2) de deux masses de fer doux A et B, qui arrivent presque en contact l'une de

Fig. 2.



l'autre et qui ne laissent entre elles qu'une sorte de fente où l'intensité magnétique est considérable et uniforme. Dans cet intervalle se trouve une petite chambre à mercure rectangulaire, qui fait partie de la branche horizontale du manomètre, et qui est parcourue verticalement par le courant électrique. L'épaisseur ε de la lamelle de mercure parcourue par le courant n'est que de $\frac{2}{10}$ de millimètre.

La forme et les dimensions de cette lamelle sont telles que la poussée électromagnétique soit la même en tous ses points, et qu'il se produise par conséquent un état d'*équilibre* du mercure, sans tourbillons intérieurs.

L'appareil est réversible, c'est-à-dire que, si l'on met le mercure en mouvement par une force mécanique, il naît un courant électrique dans le circuit qui réunit les pôles de l'appareil, qui constitue alors un électromoteur. J'ai constaté, en effet, que si l'on met les bornes de l'instrument en communication avec celles d'un galvanomètre sensible, et que l'on insuffle ou que l'on aspire dans

l'une des branches du manomètre, de manière à mettre le mercure en mouvement, l'aiguille du galvanomètre dévie.

Un écoulement continu de mercure à travers l'appareil ferait naître un courant d'induction continu entre ses pôles.

On peut augmenter la sensibilité du galvanomètre à mercure : 1° en diminuant l'épaisseur ε de la lamelle de mercure ; 2° en augmentant l'intensité du champ magnétique H ; 3° en mesurant la pression produite par l'ascension d'un liquide plus léger que le mercure, ou plus généralement par l'indication d'un manomètre plus sensible que ne l'est un manomètre à mercure.

2. L'électrodynamomètre est fondé sur le même principe que le galvanomètre à mercure.

Une petite chambre parallélépipédique, remplie de mercure, est disposée au centre d'une bobine de fil de cuivre. Le courant électrique que l'on veut mesurer parcourt successivement le fil de cette bobine et la lamelle de mercure; celle-ci communique d'ailleurs latéralement avec les deux branches d'un manomètre. Lorsque le courant électrique est établi, le manomètre dévie d'une manière permanente, en vertu de l'action électrodynamique exercée sur la lamelle de mercure par le reste du circuit.

Cet instrument jouit des propriétés d'un électrodynamomètre ordinaire ; il mesure le carré de l'intensité i du courant, et il permet de mesurer des courants alternatifs ; mais il possède, en outre, des propriétés qui peuvent rendre son usage avantageux dans certains cas. Toutes les pièces qui le constituent sont, comme on le voit, rigides et immobiles, à l'exception du mercure ; ce mercure lui-même, dans les points où il subit la poussée électrodynamique, est dans une position invariable par rapport au reste du circuit. Il s'ensuit que la déviation du manomètre est rigoureusement proportionnelle au carré de i. En outre, grâce à la rigidité de ses parties, l'appareil, une fois construit, conserve une forme et par conséquent une sensibilité parfaitement constante. Une fois gradué dans un laboratoire, on peut s'en servir pour retrouver, sans nouvelles mesures, des intensités de courants déterminées : il équivaut à un étalon d'intensité.

On peut d'ailleurs construire l'électrodynamomètre à mercure de manière à en faire un instrument de mesure absolu.

En effet, la pression p indiquée par le manomètre est reliée à l'intensité i par la formule

$$p = \frac{C}{\varepsilon} i^2, \tag{1}$$

dans laquelle ε représente l'épaisseur de la lame de mercure; C, l'intensité du champ magnétique produit au centre de la bobine par un courant d'intensité égale à 1, se déduit des dimensions de cette bobine. Une fois ces grandeurs connues, l'instrument se trouve gradué *a priori* par la formule (1) et il peut servir à graduer d'autres instruments par comparaison.

Dans un de mes appareils, le quotient $\frac{C}{\varepsilon}$ est égal à 650; par conséquent, un courant égal à 1 C.G.S ou à 10 ampères produit une pression de 650 dynes, ou d'environ 650^{mgr} par centimètre carré.

SUR LA FORCE ÉLECTROMOTRICE DU ZINC AMALGAMÉ;

Par M. G. LIPPMANN.

On attribue en général au zinc amalgamé une force électromotrice plus grande que celle du zinc pur. Si l'on plonge une lame de zinc ordinaire et une lame de zinc amalgamé dans une dissolution de sulfate de zinc, on forme un couple dans lequel le zinc amalgamé sert de pôle négatif : le zinc amalgamé se comporte comme le métal le plus oxydable. Tel est du moins le résultat que l'on obtient si l'on opère sans précautions particulières.

Mais, dans un travail récent, M. W. Robb a montré que, si l'on prend soin d'employer du zinc pur, obtenu par voie galvanoplastique, ainsi que des dissolutions de sulfate qui ont séjourné sur du carbonate de baryte et qui ont été ainsi privées de tout acide libre, le couple zinc-zinc amalgamé ne présente plus de force électromotrice sensible.

Ce résultat négatif, obtenu par M. W. Robb, peut être confirmé *a priori* par le raisonnement suivant, qui est fondé sur le principe de Carnot.

Si le couple zinc-zinc amalgamé avait une force électromotrice déterminée, on pourrait, en fermant le circuit, faire produire au courant qu'il engendre un travail mécanique fini. D'autre part, puisque le zinc amalgamé se comporte comme le métal attaquable, l'effet du courant est de défaire l'amalgame, d'en isoler le mercure, et de transporter le zinc qu'il contenait sur la surface du zinc pur; on pourrait donc, au prix d'un travail infiniment petit, régénérer indéfiniment le couple, en reprenant le zinc ainsi déposé et en le transportant mécaniquement du côté du mercure, où il s'amalgamerait de nouveau. En définitive, on pourrait produire indéfiniment des quantités finies de travail, en ne dépensant à cet effet que le travail insignifiant nécessaire pour transporter le zinc à la main. Or ce fait serait incompatible avec le principe de Carnot. Nous ne disons pas qu'il serait incompatible avec le principe de l'équivalence; car l'amalgamation du zinc produit du froid, de sorte que la chaleur absorbée par cette amalgamation pourrait être l'équivalent exact du travail fourni. C'est même ainsi que M. J. Regnault expliquait le fonctionnement de l'élément par la désamalgamation du zinc. Mais, d'après le principe de Carnot, la transformation de la chaleur en travail ne peut avoir lieu que si en même temps il y a passage de chaleur d'un corps chaud sur un corps froid. En d'autres termes, on ne peut construire un appareil qui produise du travail à la simple condition de produire une quantité équivalente de froid; or la pile zinc-zinc amalgamé serait précisément un appareil de ce genre.

L'élément cadmium-sulfate de cadmium-cadmium amalgamé présente au contraire une force électromotrice sensible. Le cadmium pur s'y dissout et se porte par l'effet du courant sur le cadmium amalgamé. Ici on ne peut plus faire le raisonnement précédent et le principe de Carnot n'est plus applicable. On ne peut en effet régénérer cet élément qu'en défaisant l'amalgame de cadmium; or cette opération ne peut se faire mécaniquement, et elle exigerait, pour se faire électriquement, une dépense de travail au moins égale à la production de travail dû au courant.

SUR UNE MÉTHODE DE GRADUATION DES HYGROMÈTRES A ABSORPTION;

PAR M. A. CROVA.

Les hygromètres à absorption et, plus spécialement, l'hygromètre à cheveu, peuvent rendre, dans les stations météorologiques, comme instruments d'interpolation, des services utiles et peut-être trop peu appréciés; les hygromètres à condensation ne peuvent servir à des observations courantes et sont presque exclusivement des instruments de contrôle; les psychromètres peuvent, dans des mains exercées, donner de bons résultats, mais ils sont trop souvent mal observés et leurs indications, lorsque la température baisse au-dessous de zéro ou lorsque la différence des deux thermomètres dépasse 12°, laissent beaucoup à désirer ([1]). Comme le dit Regnault ([2]), « le psychromètre doit être considéré comme un instrument empirique, analogue à l'hygromètre à cheveu de Saussure; il a seulement, sur ce dernier instrument, l'avantage d'être beaucoup moins altérable; mais ses indications sont encore plus dépendantes des circonstances locales ».

En comparant des séries d'observations faites avec le psychromètre et l'hygromètre à cheveu, dans plusieurs stations météorologiques, j'ai constaté qu'un hygromètre à cheveu, bien construit et muni d'une bonne Table de graduation, peut donner des résultats très satisfaisants et parfaitement comparables. Il a de plus l'avantage de se mettre très vite en équilibre avec l'état hygrométrique de l'air.

Pour cela, il faut avoir un bon hygromètre à cheveu et pouvoir construire et contrôler fréquemment sa courbe de graduation.

Je n'insisterai pas sur les conditions que doit réaliser un bon hygromètre à cheveu; on trouvera ces indications dans les beaux travaux de Regnault sur l'hygrométrie; j'ajouterai seulement que l'on peut facilement se procurer d'excellents instruments pour lesquels

---

([1]) *Voir*, à ce sujet, les travaux de Regnault sur l'hygrométrie (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XV, p. 129, et t. XXXVII, p. 257) et dans le *Journal de Physique* les publications de M. Angot (t. X, p. 112) et de M. Macé de Lépinay (t. X, p. 17).

([2]) *Annales*, 3e série, t. XXXVII, p. 283.

leurs constructeurs ont tenu à observer rigoureusement les règles établies par de Saussure; ils ont de plus apporté deux principaux perfectionnements qui sont :

1° L'emploi du bronze d'aluminium pour la confection de l'aiguille et des pivots; on réunit ainsi les conditions de légèreté et d'inoxydabilité;

2° L'emploi d'un ressort spiral en or à la place du poids habituellement employé; on obtient une tension régulière, aussi faible que l'on veut. On peut ainsi la rendre sensiblement égale à celle de $0^{gr},2$ que Saussure a indiquée comme la meilleure, et que l'on dépasse beaucoup trop dans les instruments usuels, où elle est souvent de $1^{gr},8$; cette circonstance contribue beaucoup, dit Regnault (t. XV, p. 167) aux irrégularités que l'on reproche à l'hygromètre à cheveu; l'instrument peut aussi être observé dans toutes les positions.

Des méthodes précises de graduation de cet hygromètre ont été données par Regnault, dans ses travaux déjà cités; mais ses deux procédés exigent des opérations longues et délicates.

Dans le cours de mes recherches sur l'hygrométrie ([1]), j'ai été conduit à faire usage d'une méthode simple et précise, qui se prête à un contrôle fréquent.

L'hygromètre à graduer est suspendu dans une cloche tubulée reposant sur un plan de glace rodée; la tubulure est munie d'un bouchon de caoutchouc traversé par deux tubes : l'un, dont l'orifice d'aspiration arrive vers le milieu du cheveu, communique avec un aspirateur ou même une trompe à eau; l'autre est relié à un tube en T auquel sont adaptés deux caoutchoucs munis de pinces de serrage à becs, qui permettent de régler la vitesse de l'air aspiré par chacun d'eux.

L'un de ces tubes s'adapte à un barboteur à acide sulfurique monohydraté, surmonté d'une allonge à ponce sulfurique; en desserrant la vis de caoutchouc, un courant d'air sec est aspiré à travers la cloche.

L'autre s'adapte à un barboteur identique au précédent, dans lequel l'acide est remplacé par de l'eau distillée; il donne, dans les mêmes conditions, un courant d'air saturé d'humidité.

([1]) *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 166 et 437.

Si l'on règle convenablement les vis de serrage des deux caoutchoucs, on envoie dans la cloche un courant composé d'un mélange d'air sec et d'air saturé d'humidité ; on peut donc ainsi amener à volonté l'aiguille de l'hygromètre à un degré déterminé ; il suffira de chercher l'état hygrométrique de cet air, correspondant à la position de l'aiguille sur sa graduation.

Pour cela j'adapte au tube d'aspiration qui va de la cloche à la trompe l'une des tubulures de mon hygromètre à condensation intérieure (1), dont la seconde tubulure communique avec la trompe aspirante ; le tube à air de l'hygromètre est ainsi parcouru d'une manière continue par un courant d'air dont on règle la vitesse à volonté, puisé dans le milieu où se trouve l'hygromètre à cheveu.

Si alors on insuffle de l'air à travers le sulfure de carbone contenu lans la boîte de l'hygromètre, on détermine le point de rosée et, au moyen des Tables de tension de la vapeur d'eau de Regnault, on calcule l'état hygrométrique en fonction des températures connues du point de rosée et du thermomètre fixé à l'hygromètre à cheveu.

Modifiant alors au moyen des deux pinces la proportion des deux courants d'air sec et humide, on amène l'aiguille sur un autre point de la graduation ; on obtient de même l'état hygrométrique correspondant et l'on échelonne des déterminations dans toute l'étendue de la graduation ; il suffit alors de tracer la courbe dont les abscisses sont les degrés centésimaux de l'hygromètre à cheveu, et les ordonnées les états hygrométriques. Il est inutile de se préoccuper de la non-coïncidence des points extrêmes, puisque l'échelle centésimale est utilisée comme absolument arbitraire ; il suffit de tracer la portion de la courbe qui donne les états hygrométriques compris entre le point de saturation et la fraction minima que l'on peut observer par les temps les plus secs.

On peut aussi installer à demeure l'hygromètre à condensation intérieure sous l'abri météorologique, en faisant aboutir son tube d'aspiration d'air au niveau du cheveu de l'hygromètre, faire de loin en loin quelques déterminations d'état hygrométrique, et contrôler ainsi d'une manière permanente la courbe de l'instrument.

---

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 166.

J'ajouterai que l'emploi de l'hygromètre à condensation intérieure peut rendre d'utiles services pour déterminer, dans des conditions analogues aux précédentes, l'état hygrométrique variable d'un courant gazeux aspiré dans le cours d'un essai ou d'une analyse.

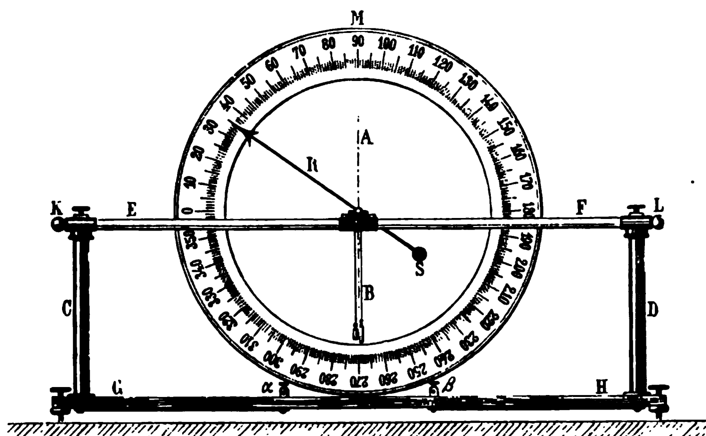
THERMOGALVANOSCOPE;

Par M. P. MAYENÇON.

Cet instrument, fondé sur la dilatation calorifique des fils de métal, m'a d'abord servi à remplacer le pyromètre à cadran dans les cours élémentaires.

La *fig.* 1 le représente vu de face, et la *fig.* 2 est une coupe suivant AB perpendiculaire au plan de la *fig.* 1.

Fig. 1.

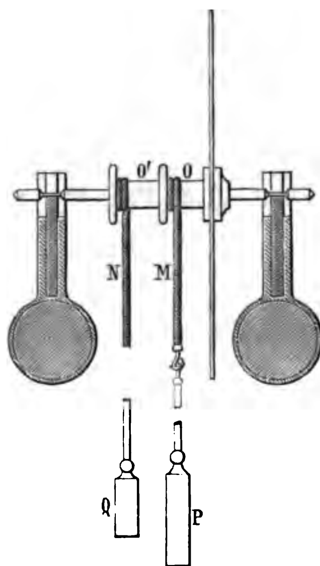


Un limbe vertical divisé en degrés est soutenu par deux colonnes en laiton C, D, au moyen de deux cylindres de verre pleins horizontaux E, F. Tout l'appareil repose sur une planche de bois G, H, munie de vis calantes, et sur laquelle se trouvent deux bornes α, β en communication avec les colonnes C, D et le fil métallique tendu horizontalement entre les deux cylindres de verre. Le fil est ainsi isolé et peut transmettre un courant.

Ce fil, qu'il convient de prendre assez fin et flexible, s'enroule à ses extrémités sur deux petits treuils horizontaux K, L, pouvant tourner à frottement dans des montures de laiton où sont mastiqués les deux cylindres de verre. On peut ainsi tendre le fil plus ou moins et mettre l'instrument en expérience.

Le fil en son milieu, comme le montre la *fig.* 2, repose sur un petit crochet attaché à un fil de soie M, qui s'enroule plus haut sur

Fig. 2.



une poulie O montée sur un axe d'acier horizontal reposant sur deux lames d'acier formant deux couteaux. L'axe peut ainsi tourner sur ses couteaux comme un fléau de balance.

A la poulie O est adaptée une aiguille RS équilibrée qui peut tourner devant le limbe. Le fil est tiré en bas par un poids P attaché à un second crochet par un fil. Enfin, sur l'axe horizontal est une seconde poulie O', liée à l'axe comme la première et sur laquelle s'enroule un second fil de soie N qui soutient un contrepoids Q.

Un simple coup d'œil sur la *fig.* 2 suffit pour faire comprendre les détails ci-dessus.

Supposons qu'à une certaine température, 0° par exemple, le

fil soit horizontal. En s'allongeant par la chaleur il fléchit, et l'abaissement x de son point milieu dépend de la longueur $2a$ du fil à zéro et de son allongement 2λ par la formule très simple

$$x = \sqrt{2a\lambda + \lambda^2},$$

ou, en négligeant λ^2 et désignant par k le coefficient de dilatation linéaire,

$$(1) \qquad x = \sqrt{2a\lambda} = a\sqrt{2kt}.$$

Pour une variation de température $t - t'$,

$$(2) \qquad x' - x = a\sqrt{2k}(\sqrt{t'} - \sqrt{t}).$$

L'excursion $x' - x$, déjà très supérieure à l'allongement du fil ([1]), est encore amplifiée dans un rapport considérable par le mouvement de la poulie et de l'aiguille. Tel est le principe de l'instrument.

Ses applications sont assez variées. En premier lieu, il peut servir à constater la différence des dilatations de fils métalliques de diverses espèces et, jusqu'à un certain point, à la mesurer. Mais il faut bien observer que, si l'appareil tout entier est soumis aux simples variations de la température extérieure, l'allongement λ que l'appareil amplifie est non l'allongement absolu du fil, mais la différence des allongements du fil et de son support ([2]).

L'appareil peut encore servir de thermoscope. Installé dans une vaste salle, il indique à tous les spectateurs les moindres variations de la température : il suffit d'une porte qui s'ouvre ou qui se ferme pour que l'aiguille se déplace de plusieurs degrés.

Enfin l'appareil est un fort bon galvanoscope. Sa résistance étant peu considérable, il se prête à la comparaison des courants fournis par différents couples : il permet de suivre aisément la marche de la polarisation, de montrer l'effet de résistances de toute espèce intercalées dans le circuit, etc.

([1]) Supposons $k = \frac{1}{28200}$, $t = 0$, $t' = 9^\circ$, $2a = 1^m,2$, $\lambda = 0^{mm},319$, $x' - x = 4^{mm},210$.

([2]) Un modèle employé comme galvanoscope, dont le support est en gutta-percha durcie et le fil en fer, met en évidence les abaissements de température par un allongement apparent du fil, parce que la gutta se dilate plus que le fer.

SUR LA THERMODYNAMIQUE DES PHÉNOMÈNES CHIMIQUES ;

PAR M. N. HELMHOLTZ (1).

(Traduit par M. Chaperon.)

Les recherches faites jusqu'à présent sur le travail équivalent aux phénomènes chimiques se rapportent presque exclusivement à la quantité de chaleur dégagée ou absorbée dans la formation ou la destruction des composés. Cependant certaines variations de la densité et de l'état d'agrégation des corps sont indissolublement liées à la plupart des transformations chimiques.

Nous savons d'ailleurs que les variations de cette espèce sont aptes à créer ou à dépenser de l'énergie sous deux formes : c'est-à-dire sous forme de chaleur ou de travail entièrement transformable. Une certaine somme de chaleur, comme nous l'apprend la loi de Carnot précisée par Clausius, ne peut se transformer en entier en une quantité équivalente de travail ; on ne peut y parvenir qu'en partie, et seulement en laissant passer le reste non transformé de cette chaleur sur un corps à température plus basse. Or nous voyons, dans la fusion, la vaporisation, la dilatation des gaz et d'autres changements, la chaleur empruntée même aux corps environnants, à température constante, être changée en travail d'une autre espèce. Comme des changements de cette sorte sont, ainsi que nous l'avons dit, inséparables de la plupart des phénomènes chimiques, cette seule circonstance nous montre que, dans ces mêmes phénomènes, il y a à rechercher l'origine des deux formes de l'énergie et qu'on doit les considérer au point de vue du principe de Carnot. On connaît aussi depuis longtemps l'existence de réactions chimiques s'opérant spontanément sans force extérieure et dont le résultat est une production de froid. Les considérations théoriques admises jusqu'à présent, et qui regardent la chaleur développée comme la mesure unique du travail des forces d'affinité, ne sauraient rendre compte de ces phénomènes d'une façon satisfaisante. Ils apparaissent plutôt comme des réactions s'effectuant contre les forces d'affinité. En général, la manière de voir

(1) Présenté à l'Académie de Berlin le 2 février 1882.

ancienne, que j'ai moi-même représentée dans des écrits antérieurs, paraît justifiée. Il est incontestable que, notamment dans les cas où opèrent des affinités puissantes, le plus grand développement de chaleur coïncide avec la mise en jeu des affinités les plus fortes, autant du moins que nous pouvons connaître ces dernières forces par la formation et la destruction des composés chimiques. Mais les deux effets ne coïncident pas dans tous les cas. Si nous considérons que les forces chimiques peuvent produire non seulement de la chaleur, mais aussi d'autres formes de l'énergie, et cela sans qu'intervienne dans les corps en présence un changement de température correspondant à la grandeur de l'effet (c'est le cas même de la production de travail par les piles galvaniques) ; il nous paraîtra indiscutable que, dans tous les phénomènes de cet ordre, il faut entreprendre la séparation entre la portion de l'énergie d'affinité apte à se transformer en toute autre forme de travail et celle qui ne peut qu'engendrer de la chaleur. Je me permettrai dans ce qui va suivre d'appeler abréviativement ces deux parties de l'énergie : l'*énergie libre* et l'*énergie dépendante*. Nous verrons ensuite que toute transformation, à partir de l'état de repos, d'un système à température égale et constante, qui s'effectue sans l'aide d'aucune force extérieure, ne peut avoir lieu que *dans le sens où l'énergie libre diminue*. Les réactions chimiques qui prennent naissance et s'accomplissent à température constante appartiennent à cette catégorie de transformations. En supposant la loi de Clausius absolument générale, ce serait alors la valeur de l'énergie libre, et non celle de l'énergie manifestée par le développement de la chaleur qui déciderait dans quel sens les affinités peuvent entrer en action.

On ne peut, selon la règle générale, calculer l'énergie libre que pour des transformations qui, dans le sens admis pour ce mot en Thermodynamique, sont complètement réversibles. C'est le cas d'un grand nombre de dissolutions et de mélanges qui, entre certaines limites, peuvent s'effectuer en toutes proportions. Les recherches de G. Kirchhoff sur les dissolutions salines et gazeuses se rapportent à ce genre de faits. D'un autre côté, les réactions électrolytiques entre électrodes non polarisées fournirent une classe importante de phénomènes réversibles mettant en jeu des combinaisons chimiques dans le rapport absolu des équivalents. En réalité, j'ai été moi-même conduit à la conception développée ici de l'énergie libre

par l'examen de la dépendance entre la force électromotrice de ce genre d'éléments et les transformations chimiques qui s'y accomplissent. Il se pose en effet à ce sujet des questions comme celle de savoir si la chaleur latente des gaz produits dans la décomposition de l'eau, ou la chaleur dégagée par la cristallisation d'un sel formé dans l'électrolyse, peut ou non influencer la force électromotrice. La communication que j'ai faite, le 26 mars 1877, « sur les courants galvaniques produits par des différences de concentration » entre déjà dans cet ordre d'idées.

Les réactions qui s'accomplissent dans un élément galvanique constant, pour une intensité infiniment petite du courant, alors que le développement de chaleur proportionnel à la résistance et au carré de l'intensité dans le circuit peut être négligé comme grandeur infiniment petite de deuxième ordre, sont des transformations complètement réversibles et doivent obéir aux lois correspondantes de la Thermodynamique. Considérons donc un élément galvanique, maintenu dans toutes ses parties à la température absolue θ (cette température étant comptée à partir de $-273°$ comme o de l'échelle thermométrique); lorsqu'une quantité d'électricité $d\varepsilon$ traverse cet élément, son état est changé : il s'y effectue une transformation chimique proportionnelle à $d\varepsilon$; nous pouvons alors définir l'état de l'élément par la grandeur ε de la quantité d'électricité qui l'a traversé dans un certain sens choisi comme positif. Si les deux pôles du couple constant sont reliés aux plateaux d'un condensateur de très grande capacité, chargé avec la différence de potentiel p, le passage de la quantité $d\varepsilon$ du plateau négatif au positif sur le condensateur correspondra à une augmentation de l'énergie électrostatique accumulée $p\,d\varepsilon$. Désignant par dQ la quantité de chaleur qu'il faut communiquer (ou enlever si elle est négative) à l'élément pour maintenir sa température constante et égale à θ pendant le passage de $d\varepsilon$, par J l'équivalent mécanique de la chaleur, et par U la totalité de l'énergie intérieure, nous pouvons regarder U comme une fonction de θ et de ε et l'on a, d'après le principe de la constance de l'énergie :

$$(1)\qquad J\,dQ = \frac{\partial U}{\partial \theta}\,d\theta + \left(\frac{\partial U}{\partial \varepsilon} + p\right)d\varepsilon;$$

d'un autre côté, d'après le principe de Carnot et de Clausius, il

existe une fonction des variables θ et ε, dénommée par Clausius l'*entropie du système* et dont la différence est

$$(I_a) \qquad dS = \frac{1}{\theta} J\,dQ = \frac{1}{\theta}\frac{\partial U}{\partial \theta}d\theta + \frac{1}{\theta}\left(\frac{\partial U}{\partial \varepsilon} + p\right)d\varepsilon,$$

d'où

$$\frac{\partial S}{\partial \theta} = \frac{1}{\theta}\frac{\partial U}{\partial \theta},$$

$$\frac{\partial S}{\partial \theta} = \frac{1}{\theta}\left(\frac{\partial U}{\partial \varepsilon} + p\right);$$

il en résulte que

$$\frac{\partial^2 S}{\partial \theta\,\partial \varepsilon} = \frac{1}{\theta}\frac{\partial^2 U}{\partial \theta\,\partial \varepsilon} = \frac{1}{\theta}\left(\frac{\partial^2 U}{\partial \varepsilon\,\partial \theta} + \frac{\partial p}{\partial \theta}\right) - \frac{1}{\theta^2}\left(\frac{\partial U}{\partial \varepsilon} + p\right)$$

ou bien

$$\theta\frac{\partial p}{\partial \theta} = \frac{\partial U}{\partial \varepsilon} + p;$$

nous pouvons alors écrire l'équation (1)

$$(1^*) \qquad J\,dQ = \frac{\partial U}{\partial \theta}d\theta + \theta\frac{\partial p}{\partial \theta}d\varepsilon,$$

c'est-à-dire que la dernière différence exprime l'équivalent mécanique de la quantité de chaleur qu'il faut communiquer à l'élément pour maintenir sa température constante lors du passage de $d\varepsilon$.

En fait, si nous posons $d\theta = 0$ dans (1^*), il vient

$$\theta\frac{\partial p}{\partial \theta}d\varepsilon = J\,dQ.$$

La quantité de chaleur développée de cette manière est presque toujours relativement petite, et, pour des couples travaillant énergiquement, elle serait difficile à mettre en évidence par des mesures calorimétriques, en présence des quantités de chaleur beaucoup plus considérables qui sont proportionnelles à la résistance et au carré de l'intensité. A cela viennent s'ajouter les différences d'échauffement aux deux électrodes, qui paraissent expérimentalement semblables au phénomène de Peltier dans les piles thermo-électriques, bien que peut-être les causes en soient différentes. Par contre, on peut rechercher beaucoup plus facilement et avec une grande précision si la force électromotrice d'un élément galvanique constant diminue ou augmente lorsque la température croît.

Des recherches de ce genre ont été effectuées par Lindig; malheureusement elles sont relatives surtout à un cas qui n'est pas rigoureusement réversible; aux éléments Daniell dans lesquels le zinc plonge dans de l'acide sulfurique étendu et qui par un courant inverse donneraient un dégagement d'hydrogène sur le zinc. Les éléments Daniell véritablement réversibles, ceux dans lesquels le zinc plonge dans une dissolution de sulfate de zinc, montrent, d'après des expériences faites récemment par moi-même, une diminution de force électromotrice lorsque la température croît, si la dissolution de zinc est fortement ou moyennement concentrée. Au contraire la force des éléments à dissolution étendue augmente avec la température; entre ces deux alternatives il y a une limite pour laquelle la force est sensiblement indépendante de la température. La dissolution de cuivre étant saturée, ce cas se présente lorsque le poids spécifique de la dissolution de zinc est d'environ 1,04.

Les éléments de Latimer-Clark ou une couche de sulfate mercureux sur du mercure forme l'anode dans une dissolution saturée de sulfate de zinc, la cathode étant de zinc amalgamé, sont particulièrement propres aux mesures précises; parce que l'on n'a pas à tenir compte de la diffusion de deux dissolutions et que l'ensemble de l'élément peut être scellé dans le verre. La force de cet élément dépend de la température d'une manière remarquable. M. L. Clark lui-même a indiqué une diminution de cette force de 0,06 pour 100 par degré centigrade d'élévation de température. On obtient le maximum de cette variabilité lorsqu'on place du sel de zinc en poudre aussi bien sur le mercure, en le mêlant alors avec le sulfate mercureux, que sur l'amalgame liquide de zinc. J'ai trouvé alors cette grandeur égale à 0,08 pour 100; par une forte dilution de la solution de zinc, elle diminue jusqu'à 0,03 pour 100, tandis que, par contre, la force électromotrice augmente beaucoup. La formule ci-dessus montre que, pour les dissolutions saturées, le travail transformé en chaleur et celui qui reparaît comme force électromotrice sont entre eux comme

$$\theta \frac{\partial p}{\partial \theta} : p = 1 : 4,2.$$

Dans ce cas, le sulfate de zinc formé sous l'action du courant ne peut plus se dissoudre et sa chaleur latente de dissolution est

épargnée; d'où un plus fort développement de chaleur dans le couple malgré la diminution de la force électromotrice. La discussion des lois thermodynamiques de la dissolution des sels cristallisables, que je me réserve d'exposer plus tard, montre d'ailleurs très généralement que, dans les couples de ce type, la dilution de la liqueur doit augmenter la force électromotrice dans un rapport croissant avec la température.

J'ai beaucoup employé dans ces dernières années, à cause de leur propreté et de leur constance pour de petites intensités de courant, des couples d'un type analogue dans lesquels le sulfate mercureux de l'élément Clark est remplacé par le chlorure (calomel) et la dissolution de sulfate par celle de chlorure de zinc; ces couples, au contraire des précédents, manifestent une petite, mais sensible augmentation de force avec la température.

Je cite ces faits d'expérience, parce qu'ils montrent combien il y a dans les phénomènes de cet ordre de conditions complexes. Les recherches thermo-électriques de Lindig, Bleekrode, Bouty, Gore font voir la multiplicité des causes de variation. Supposons encore qu'un vase central communique par des siphons avec quatre vases latéraux, tous étant remplis de la même dissolution, mais deux des vases latéraux étant maintenus froids et les deux autres chauffés. Si nous désignons par A et a les différences de potentiel de deux électrodes métalliques impolarisables d'une même espèce par rapport à la dissolution du vase central, par B et b la même différence pour deux électrodes d'une autre espèce, A et B se rapportant aux vases chauffés et a et b aux vases froids, A et a réunis formeront une pile thermo-électrique, ainsi que B et b. D'autre part, A et B ou a et b forment deux éléments hydro-électriques, l'un à haute, l'autre à basse température. Si l'on a alors entre les forces électromotrices

$$A - a > B - b,$$

on a aussi

$$A - B > a - b \quad \text{et} \quad (A - B) - (a - b) = (A - a) - (B - b).$$

Dans le cas où, par exemple, A et a sont relatives à de l'amalgame de zinc, B et b à du mercure recouvert de sulfate mercureux, le tout dans une dissolution de sulfate de zinc, j'ai pu vérifier par l'expérience la dernière relation.

Pour pouvoir utiliser sûrement ces données expérimentales et d'autres encore, il m'a paru nécessaire de discuter une nouvelle forme généralisée des principes de la Thermodynamique, et j'ai cru utile de leur donner une expression plus en rapport avec ce genre de sujet. C'est ce qui conduit à une traduction analytique simplifiée de ces lois.

Je me bornerai ici à exposer cette discussion théorique.

I. — *Notion de l'énergie libre.*

La dynamique a atteint un haut degré de simplification et de généralisation dans ses développements analytiques lorsque s'est introduite la notion d'énergie potentielle (fonction des forces C.G.S. de Jacobi, ergal de Clausius, quantité des forces de tension de Helmholtz). Dans les emplois que l'on a faits jusqu'à présent de cette notion, on n'a généralement pas envisagé les variations de la température; soit parce que les forces dont on calculait les travaux ne dépendaient pas de cet élément, comme par exemple la gravitation, soit parce que la température, dans les phénomènes considérés, pouvait être regardée comme constante ou comme fonction de certaines transformations mécaniques (de la densité des gaz dans le mouvement des ondes sonores). En réalité, les constantes physiques entrant dans la valeur de l'ergal, comme la densité, les coefficients d'élasticité, etc., varient avec la température, et, en ce sens, cette grandeur était déjà une fonction de la température. Cependant, à côté de cela, il restait dans la valeur de chaque ergal une constante d'intégration complètement arbitraire et à déterminer pour chaque température nouvelle : on ne pouvait ainsi passer d'une température à une autre. Comment ce passage est-il possible? Ce sont les équations fondamentales de la Thermodynamique posées par Clausius qui l'ont indiqué.

Clausius s'est borné, dans les derniers travaux publiés par lui, au cas où l'état des corps est déterminé par la température et un autre paramètre. L'expression de la loi pour le cas où des transformations de plusieurs espèces peuvent avoir lieu, et où l'état du corps dépend de la température et de plusieurs autres paramètres, se formule aisément d'après les mêmes principes que pour un seul. Je désignerai, dans ce qui suit, la température absolue par θ

et les autres variables, indépendantes l'une de l'autre et de la température qui définissent l'état du corps par p_a. Leur nombre doit et peut, du reste, être aussi grand qu'on le veut.

Clausius emploie dans l'énonciation de ses lois générales deux fonctions de la température et d'un autre paramètre : il les appelle l'énergie U et l'entropie S; elles ne sont d'ailleurs pas indépendantes, mais liées par l'équation

$$\frac{\partial S}{\partial \theta} = \frac{1}{\theta} \frac{\partial U}{\partial \theta}.$$

Nous allons montrer que toutes deux peuvent s'exprimer au moyen des dérivées de l'ergal complètement déterminé comme fonction de la température, de telle sorte que les équations de la Thermodynamique n'exigent plus deux fonctions des variables, mais une seule, l'ergal.

La fonction que Clausius désigne par W dans ses équations se confond avec l'ergal lorsque la température ne varie pas; pour une température variable, au contraire, ce n'est plus une fonction déterminée de la température et de l'autre paramètre; ce que Kirchhoff appelle la grandeur du travail (*Wirkungsgrösse*), c'est la fonction U.

Je considère maintenant un système quelconque de masses en relation mutuelle et subissant ensemble les variations d'une température θ; l'état du système est complètement déterminé par la variable θ et un certain nombre d'autres paramètres P_a.

Je désigne, comme Clausius, la quantité de chaleur correspondant à un changement infiniment petit dans l'état du corps par dQ, l'énergie intérieure par U; la loi de conservation de l'énergie prend alors la forme

$$(1) \qquad J\,dQ = \frac{\partial U}{\partial \theta} d\theta + \sum \left[\left(\frac{\partial U}{\partial p_a} + P_a \right) dp_a \right].$$

J désigne ici l'équivalent mécanique de la chaleur et $P_a dp_a$ la totalité du travail transformable engendré par la variation dp_a, et qui, en partie, passe aux corps environnants, en partie est convertie en force vive des masses du système. Cette force vive, par rapport aux changements internes de ce système, doit être considérée comme un travail extérieur.

Le second principe de la Thermodynamique s'exprime par $\int \frac{dQ}{\theta} d\theta = 0$, lorsque l'état final du corps est le même que l'état initial et que la série des transformations qu'il a subies est entièrement réversible. Cette dernière condition suppose, pour un système dont toutes les parties sont maintenues à la même température, qu'aucune quantité de chaleur n'est créée aux dépens d'une autre forme de l'énergie. On ne peut d'ailleurs satisfaire à la condition $\int \frac{dQ}{\theta} d\theta = 0$, que si $\frac{1}{\theta} dQ$ est une fonction déterminée de la température et de l'état des corps, c'est-à-dire des paramètres p_a, fonction que dans le cas d'un seul paramètre Clausius a nommée *entropie* et désignée par S ; ainsi

$$(I_a) \qquad \frac{1}{\theta} dQ = dS = \frac{\partial S}{\partial \theta} d\theta + \sum \left(\frac{\partial S}{\partial p_a} dp_a \right);$$

de (I) et (I_a), il résulte que

$$J \frac{\partial S}{\partial \theta} = \frac{1}{\theta} \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad J \frac{\partial S}{\partial p_a} = \frac{1}{\theta} \left(\frac{\partial U}{\partial p_a} + P_a \right)$$

et, par conséquent,

$$(I_b) \qquad P_a = \frac{\partial}{\partial p_a} (J\theta S - U).$$

On a aussi

$$(I_c) \quad J \frac{\partial^2 S}{\partial \theta \, \partial p_a} = \frac{1}{\theta} \frac{\partial^2 U}{\partial \theta \, \partial p_a} = \frac{1}{\theta} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial p_a \partial \theta} + \frac{\partial P_a}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{\theta^2} \left(\frac{\partial U}{\partial p_a} + P_a \right),$$

ce qui donne

$$(I_d) \qquad \theta \frac{\partial P_a}{\partial \theta} = \frac{\partial U}{\partial p_a} + P_a.$$

Si nous posons

$$(I_e) \qquad \mathfrak{F} = U - J\theta S\text{[1]},$$

$\mathfrak{F}$ sera, tout comme U et S, une fonction déterminée des grandeurs p_a et θ. Les fonctions U et S qui sont seulement définies

---

(1) L'auteur a fait remarquer, dans une Communication ultérieure, l'identité (au point de vue analytique) de la fonction $\mathfrak{F}$ avec la fonction caractéristique de M. Massieu (voir *Journal de Physique*, t. VI, p. 216, et *Mémoires des Savants étrangers*, t. XXII, Académie des Sciences).

par la grandeur de leur dérivée, contiennent chacune une constante arbitraire; si nous désignons ces constantes par α et β, il y aura dans la fonction $\mathfrak{F}$ un terme arbitraire de la forme

$$\alpha - \beta J \theta.$$

En dehors de cela, cette fonction est entièrement déterminée par l'équation I_e.

Les équations I_b deviennent alors

$$(I_f) \qquad P_a = -\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial p_a},$$

ce qui signifie que, pour toutes les transformations accomplies à température constante, la fonction $\mathfrak{F}$ représente la valeur de l'énergie potentielle ou de l'*ergal*.

Différentiant l'équation I_e par rapport à θ, on obtient

$$\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta} = \frac{\partial U}{\partial \theta} - JS - J\theta \frac{\partial S}{\partial \theta};$$

comme l'on a, selon (I_a),

$$J\frac{\partial S}{\partial \theta} = \frac{1}{\theta}\frac{\partial U}{\partial \theta},$$

notre équation se réduit à

$$(I_g) \qquad \frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta} = -JS,$$

d'où, en se reportant à I_e, il vient

$$(I_h) \qquad U = \mathfrak{F} - \theta \frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta}.$$

Ces deux équations fournissent ainsi les valeurs des deux fonctions U et S, l'énergie et l'entropie de Clausius, exprimées au moyen des dérivées de $\mathfrak{F}$. La deuxième de ces équations donne bien

$$\frac{\partial U}{\partial \theta} = -\theta \frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial \theta^2} = J\theta \frac{\partial S}{\partial \theta}.$$

C'est la relation citée plus haut, l'équation différentielle entre S et U qui, dans notre notation, est immédiatement satisfaite par leur relation avec la fonction $\mathfrak{F}$.

Lorsque les paramètres p_a sont constants, l'équation I de-

vient

$$Jq\mathrm{Q} = \frac{\partial \mathrm{U}}{\partial \theta}\, d\theta.$$

La grandeur $\frac{\partial \mathrm{U}}{\partial \theta}$ représente donc, dans notre hypothèse généralisée, la capacité calorifique du système pour toutes les masses qui en font partie prises en bloc; désignons-la par Γ, on aura alors

$$\mathrm{J}\Gamma = -\theta \frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial \theta^2}.$$

Comme Γ ainsi que θ sont des grandeurs nécessairement positives, il s'ensuit que $\frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial \theta^2}$ est nécessairement négative et que les grandeurs $-\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta}$ et $\mathfrak{F} - \theta \frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta}$ doivent tendre vers des valeurs croissant positivement, lorsque la température croît, les autres paramètres restant constants : ce sont précisément les grandeurs JS et U.

On a d'ailleurs pour le calcul de $\mathfrak{F}$, dans le cas où la température croît, les autres paramètres ne variant pas,

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial \theta^2} = -\mathrm{J}\frac{\partial \mathrm{S}}{\partial \theta} = -\mathrm{J}\frac{1}{\theta}\Gamma,$$

et comme, d'autre part,

$$\theta \frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial \theta^2} = \frac{\partial}{\partial \theta}\left(\theta \frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta} - \mathfrak{F}\right) = -\mathrm{J}\Gamma,$$

on obtient par une simple quadrature, pour la différence entre deux valeurs de $\mathfrak{F}$ correspondant au même système de valeurs des paramètres et à deux valeurs différentes de la température désignées par les indices 1 et 0

$$(\mathrm{I}k) \qquad \mathfrak{F}_1 - \mathfrak{F}_0 = \mathrm{J}\left[(\theta_0 - \theta_1)\mathrm{S}_0 + \int_{\theta_0}^{\theta_1} \Gamma\left(1 - \frac{\theta_1}{\theta}\right) d\theta\right].$$

Les valeurs à prendre arbitrairement de $\mathfrak{F}_0$ et S_0 représentent ici les deux constantes arbitraires ci-dessus mentionnées.

Dans un intervalle de température où Γ pourrait être considérée comme constante, on aurait

$$\mathfrak{F}_1 - \mathfrak{F}_0 = \mathrm{J}(\Gamma - \mathrm{S}_0)(\theta_1 - \theta_0) - \mathrm{J}\Gamma\theta_1 \mathrm{L}\frac{\theta_1}{\theta_0},$$

ce qui montre que, même pour le point de température nulle $\theta = 0$, la valeur de $\mathfrak{F}_1$ reste finie si les valeurs de Γ restent finies jusque-là, tandis que la valeur de

$$\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta} = -\mathrm{JS}$$

devient infinie pour $\theta = 0$ si Γ, rapportée à la température absolue, ne devient pas infiniment petite à cette limite. Par contre, le produit $\theta_1 S$, même si Γ est fini à la limite $\theta = 0$, devient nul.

Pour le calcul de l'énergie dans les phénomènes physiques, l'indétermination des deux constantes n'a aucun inconvénient, puisque l'on ne s'occupe que des différences entre les valeurs du travail pour deux états et deux températures des corps. Comme la grandeur S qui, d'après ses dimensions, correspond à une capacité calorifique croît avec chaque quantité de chaleur apportée au système, dans ce qui suivra, nous choisirons toujours pour S_0 une valeur telle que, pour quelque degré de chaleur que l'on atteigne, la valeur de S reste positive. Je me servirai, par conséquent, de la notation JS comme d'une grandeur essentiellement positive à la place de la valeur prise en signe contraire $\left(-\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta}\right)$.

Les valeurs de $\mathfrak{F}_0$ et S_0 ayant été posées ainsi pour un état du corps choisi comme initial et normal, on pourra, ainsi que nous l'avons vu, déterminer toutes les valeurs de $\mathfrak{F}$ lorsqu'on connaîtra la capacité Γ pour un système de valeurs des paramètres et, pour chaque température constante, le travail entre un système de paramètres et un autre.

La fonction $\mathfrak{F}$ se confond, comme nous l'avons vu, dans les transformations isothermes, avec la valeur de l'énergie potentielle relative au travail entièrement transformable; c'est pourquoi je propose de la nommer l'*énergie libre* du système de corps.

La grandeur

$$U = \mathfrak{F} - \theta \frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta} = \mathfrak{F} + J\theta S$$

pourrait, comme jusqu'à présent, s'appeler *énergie totale* (intérieure); la force vive des masses du système restant, si elle existe, en dehors de $\mathfrak{F}$ et de U, en tant qu'elle est entièrement transformable en travail et ne s'est pas changée en chaleur. On pourrait

alors désigner la grandeur

$$U - \mathfrak{F} = J\theta S = -\theta \frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta}$$

par le nom d'*énergie dépendante* (*gebundene*).

Si l'on compare cette valeur de l'énergie dépendante

$$U - \mathfrak{F} = J\theta S$$

avec l'équation I_a

$$dQ = \theta\, dS,$$

l'énergie dépendante nous apparaît comme représentant la quantité de chaleur qu'il faut communiquer au corps à la température θ pour donner à l'entropie la valeur S.

Il faut bien remarquer, d'ailleurs, que toutes les grandeurs de U, $\mathfrak{F}$ et S représentent seulement des excès sur les valeurs correspondant à l'état normal que l'on a pris pour origine dans leur calcul, puisque les données expérimentales nous manquent pour remonter au zéro absolu.

Il nous faut encore une dénomination pour distinguer expressément ce que la Mécanique appelle *force vive* ou *énergie actuelle* des équivalents mécaniques de la chaleur qui, en grande partie, peuvent être regardés comme la force vive des molécules invisibles. Je proposerai de désigner la première partie de l'énergie comme la *force vive des mouvements coordonnés*. J'appelle *mouvements coordonnés* ceux dans lesquels les composantes des vitesses des masses mobiles peuvent être considérées comme des fonctions différentielles des coordonnées. Les *mouvements non coordonnés,* par contre, seraient ceux dans lesquels le déplacement de chaque particule ne présente aucune relation nécessaire avec celui des particules voisines. Nous avons des raisons de croire que les mouvements qui constituent la chaleur sont de cette dernière sorte, et, en ce sens, on devrait considérer l'entropie comme la mesure de cette irrégularité. Pour nos procédés relativement grossiers, il n'y a que la partie coordonnée des mouvements qui soit transformable en d'autres formes de travail.

(Il ne me paraît pas encore certain que cette transformation soit également impossible à la structure plus fine des tissus vivants, question dont l'importance dans l'économie générale de la nature est évidente.)

II. — *Expression du travail en fonction de l'énergie libre.*

Après avoir établi comment se forme la fonction $\mathfrak{F}$ et comment s'en déduisent U et S, il est facile d'exprimer de la même manière les deux autres grandeurs non intégrables qui entrent dans les équations de Clausius dW et dQ.

Afin d'abréger les notations, nous désignerons les variations que subit une fonction quelconque des coordonnées lorsque les paramètres p_a varient, mais non la température par le signe ∂; la variation complète, au contraire, lorsque la température change aussi, sera désignée par d. Pour une fonction quelconque φ de p_a et de θ, on a alors

$$\partial\varphi = \sum\left(\frac{\partial\varphi}{\partial p_a}\,\partial p_a\right), \quad d\varphi = \partial\varphi + \frac{\partial\varphi}{\partial\theta}\,d\theta.$$

De cette façon, le travail librement transformable peut être désigné par

$$(\text{I}_k)\qquad d\text{W} = \Sigma(\text{P}_a\,dp_a) = -\partial\mathfrak{F} = -d\mathfrak{F} + \frac{\partial\mathfrak{F}}{\partial\theta}\,d\theta = -d\mathfrak{F} - \text{JS}\,d\theta.$$

La chaleur introduite en même temps serait, d'après l'équation (I),

$$\text{J}\,d\text{Q} = d\text{U} - \partial\mathfrak{F},$$

ou, en se servant de la valeur de U trouvée en (I_h),

$$(\text{I}_l)\qquad \text{J}\,d\text{Q} = d\mathfrak{F} - d\left(\theta\,\frac{\partial\mathfrak{F}}{\partial\theta}\right) - \partial\mathfrak{F} = -\theta\,d\left(\frac{\partial\mathfrak{F}}{\partial\theta}\right) = \theta\text{J}\,d\text{S},$$

comme l'exigent (I) et (I_a).

Par ces expressions de dQ et dW, les équations fondamentales (I) et (I_a) du système sont identiquement satisfaites, même pour le cas de plusieurs paramètres, ainsi que toutes les conséquences que Clausius et d'autres physiciens en ont déduites.

En ce qui concerne les cycles (*kreisprocess*), nous pouvons en calculer le travail sous la forme donnée par (I_k)

$$(\text{I}_n)\qquad d\text{W} = d\mathfrak{F} - \text{JS}\,d\theta.$$

Si la suite des transformations est telle que S peut être considérée pendant leur accomplissement comme une fonction définie de θ, par exemple de la forme $\text{S} = \frac{\partial\sigma}{\partial\theta}$ (2), où σ serait seulement une fonction de θ, on a

$$d\text{W} = d\mathfrak{F} - \text{J}\,d\sigma,$$

et, comme le deuxième membre est une différentielle exacte, il en est de même du premier; par conséquent on a pour une série fermée de transformations

$$\int d\mathrm{W} = 0.$$

Il n'est pas ici nécessaire que le même système de valeur de p_a se reproduise pour chaque valeur de θ à l'aller et au retour; mais seulement que pour chaque valeur de θ on ait la même valeur de S. Par conséquent, le cycle sans production de travail a ici une plus grande latitude qu'avec un seul paramètre.

D'autre part, on doit avoir

$$\int_1^2 d\mathrm{W} = \mathfrak{F}_1 - \mathfrak{F}_2,$$

même lorsque, l'équation (2) subsistant pendant la transformation et θ_2 étant égal à θ_1, on a pour les paramètres p_a d'autres valeurs à la fin et au commencement.

Le cas le plus important de ceux qui correspondent à l'équation (2) est la transformation adiabatique $\mathrm{S} = \text{const.}$

On a alors

$$\int_1^2 d\mathrm{W} = \mathfrak{F}_1 - \mathfrak{F}_2 + \mathrm{JS}(\theta_1 - \theta_2).$$

Si l'on choisit la constante S_0 contenue dans les valeurs de $\mathfrak{F}$ et de S, de telle manière que S soit nulle dans la valeur de $\partial\mathrm{W}$, le travail extérieur sera encore donné par la différence des valeurs de $\mathfrak{F}$ au commencement et à la fin de la transformation.

Il faut encore éliminer en ce cas la température de la valeur de $\mathfrak{F}$ au moyen de l'équation

$$\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta} = 0.$$

Ainsi, dans le cas de plusieurs paramètres, l'équation (I_k) nous montre que du travail ne peut être accompli par un cycle fermé que si l'on a

$$\int \mathrm{S}\, d\theta < 0 \quad \text{ou} \quad \int \theta\, d\mathrm{S} > 0,$$

c'est-à-dire que l'accroissement de θ doit coïncider avec les petites valeurs de S et par contre l'accroissement de S ou les valeurs positives de $d\mathrm{Q}$ avec les hautes valeurs de θ. Les valeurs des para-

mètres peuvent d'ailleurs subir toutes les variations compatibles avec une valeur déterminée de S pour chaque valeur de θ.

Passage de l'énergie libre à l'état dépendant.

La valeur de l'énergie dépendante que nous désignons par $\mathcal{G}$ est

$$\mathcal{G} = \mathrm{J}\theta\mathrm{S}.$$

Sa différentielle sera

$$d\mathcal{G} = \mathrm{J}\theta\, d\mathrm{S} + \mathrm{JS}\, d\theta = \mathrm{J}\, d\mathrm{Q} + \mathrm{JS}\, d\theta;$$

par contre,

$$d\mathfrak{F} = \partial\mathfrak{F} + \frac{\partial\mathfrak{F}}{\partial\theta}\, d\theta = -\, d\mathrm{W} - \mathrm{JS}\, d\theta.$$

Cela signifie que $\mathcal{G}$ varie d'abord aux dépens de la chaleur introduite $d\mathrm{Q}$; puis, lorsque la température monte, aux dépens de l'énergie libre pour la grandeur $\mathrm{JS}\, d\theta$. L'énergie libre diminue donc de cette grandeur et de toute l'importance du travail extérieur, comme le montre immédiatement l'équation

$$-\frac{\partial\mathfrak{F}}{\partial\theta}\, \partial\theta = \mathrm{JS}\, d\theta.$$

La variation que subit $\mathfrak{F}$ par suite de celle de θ reçoit ainsi sa signification comme travail produit, et l'entropie S apparaît comme étant *la capacité calorifique relative à la chaleur créée aux dépens de l'énergie libre dans une transformation adiabatique.*

Dans toutes les transformations isothermes où $d\theta = 0$, le travail est produit seulement aux dépens de l'énergie libre; l'énergie dépendante, elle, change aux dépens de la chaleur introduite ou soustraite. Pour les transformations adiabatiques où $d\mathrm{Q} = 0$, le travail est créé aux dépens de l'énergie libre comme de l'énergie dépendante.

Dans tous les autres cas, on peut considérer le travail extérieur comme pris sur l'énergie libre, la chaleur sur l'énergie dépendante, puis la température croissant dans le système, une partie de l'énergie libre devient dépendante dans le rapport désigné.

Ceci peut encore arriver *dans les transformations irréversibles,* l'énergie libre se changeant en force vive et celle-ci, par des actions analogues au frottement, en chaleur; on a alors simplement

$$\mathrm{J}\, d\mathrm{Q} = d\mathrm{U},$$

et la chaleur formée entre l'état initial désignée par 1 et l'état final par 2 est

$$JQ = U_1 - U_2.$$

C'est là la grandeur déterminée jusqu'ici par les recherches sur les chaleurs de combinaisons dans les actions chimiques, où l'on donne la même température à l'état initial et à l'état final; l'énergie libre pour une transformation isotherme est essentiellement différente : c'est

$$W = \mathfrak{F}_1 - \mathfrak{F}_2,$$

et elle ne peut être trouvée, comme je l'ai déjà remarqué dans l'introduction, par de simples déterminations de chaleurs totales développées.

Conditions d'équilibre et sens des transformations spontanées.

Puisque, pour une transformation infiniment petite, on n'a à considérer, au point de vue de la production de travail transformable, que la variation $\partial\mathfrak{F}$ causée par celle des paramètres, indépendamment de la variation simultanée de θ; il paraît en résulter que, sans l'introduction d'un travail réversible extérieur (qui pourrait être la force vive des mouvements coordonnés), il ne peut se produire de valeur $\partial\mathfrak{F}$ croissant positivement avec le temps ∂t. Il faut, dans ces conditions, que le rapport $\frac{\partial\mathfrak{F}}{\partial t}$ soit nul ou négatif. La persistance dans un état donné sera donc seulement assurée lorsque, pour toutes les variations possibles des paramètres à la température actuelle (*zeitweiligen*), on aura

$$\partial\mathfrak{F} \geqq 0.$$

Lorsque, par suite de l'élévation de la température, on atteint un point où $\partial\mathfrak{F}$ passe par o pour devenir < 0, alors, pour des combinaisons chimiques, doit commencer le phénomène de la dissociation. Au-dessous de ce point, $\partial\mathfrak{F}$ doit croître lorsque baisse la température, c'est-à-dire que la dérivée

$$\frac{\partial}{\partial\theta}(\partial\mathfrak{F}) = \partial\left(\frac{\partial\mathfrak{F}}{\partial\theta}\right) = -J\,\partial S$$

doit prendre des valeurs négatives et ∂S des valeurs positives.

Comme on a pour $d\theta = 0$

$$dQ = \theta\, \partial S,$$

il en résulte que toutes les combinaisons chimiques qui se dissocient à une température élevée doivent, au moins dans les parties de l'échelle thermométrique immédiatement au-dessous de la température de dissociation, dégager de la chaleur en se reformant d'une manière réversible ou en absorber en se détruisant.

L'inverse aura lieu pour celles que le froid sépare en leurs parties constituantes : par exemple pour les dissolutions des sels cristallisables.

Ces conséquences générales concordent bien avec les observations citées plus haut sur les éléments galvaniques.

Nous résumerons brièvement les relations essentielles de la fonction $\mathfrak{F}$ d'où résultent ses propriétés et sa signification physiques :

1° Tout travail réversible extérieur correspond à une variation de la fonction $\mathfrak{F}$ causée par la variation des paramètres

$$dW = \partial \mathfrak{F}.$$

2° La dérivée partielle $\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta}$ ne peut changer que par l'introduction de nouvelle chaleur dQ ; par nouvelle chaleur il faut entendre, soit celle qui est empruntée aux corps de l'enceinte, soit celle qui est engendrée par la conversion d'une certaine quantité de travail transformable

$$d\left(\frac{\partial \mathfrak{F}}{\partial \theta}\right) = -\frac{1}{\theta}\, J\, dQ;$$

il faut ici remarquer que, dans le cas de la transformation de dW en une chaleur dQ,

$$dW = J\, dQ.$$

3° La dérivée

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{F}}{\partial \theta^2} = -J\, \frac{1}{\theta}\, \Gamma$$

est nécessairement toujours négative; dans toutes les recherches de Thermodynamique on suppose implicitement que Γ est nécessairement positif : c'est une condition essentielle pour que le passage de la chaleur d'une température élevée à une autre plus basse puisse produire du travail.

En ce qui concerne les rapports de plusieurs corps ou systèmes de corps, la fonction $\mathfrak{I}$ de chacun d'eux est entièrement indépendante. Leurs rapports sont seulement soumis à cette condition que les deux systèmes pouvant échanger de la chaleur ou du travail réversible, pour les transformations réversibles, les deux grandeurs restent constantes dans le passage.

Dans une transformation non réversible au contraire, le travail, comme il a déjà été remarqué, peut se changer en chaleur.

Dans le passage d'un système à un autre, il faut seulement ajouter, comme nouvelle condition de réversibilité, que l'échange de chaleur ne doit avoir lieu qu'entre des corps à la même température. La généralisation et l'expression nouvelle des principes que nous venons d'exposer ne changent rien sous ce rapport.

ASSOCIATION BRITANNIQUE (¹).

Section A. — Sciences mathématiques et physiques.

BALFOUR STEWART. — Diverses formes de l'influence du Soleil sur le magnétisme terrestre.

L'auteur essaye de montrer que cette influence s'exerce sous deux formes : 1° celle qui produit la variation diurne ; son étendue est la plus grande possible peu après le maximum de fréquence des taches solaires ; 2° celle qui produit un changement magnétique s'étendant à toute la Terre : le maximum d'intensité du magnétisme terrestre se produit aussi après un maximum des taches solaires.

C'est de cette seconde forme de l'influence solaire que l'auteur s'occupe spécialement et il essaye de montrer qu'elle produit : 1° des accroissements ou décroissements simultanés de la force horizontale dans diverses stations : ils ont été observés par Brown ; 2° deux maxima de la force horizontale aux solstices, et deux maxima aux équinoxes, aussi observés par Brown ; 3° il semble que l'intensité de l'action solaire, quand la position du Soleil est favorable pour l'hémisphère nord (juin), est plus grande que

---

(¹) D'après le journal *Nature*, 4 et 18 octobre 1883.

quand elle est favorable pour l'hémisphère sud (décembre); cette circonstance amène une variation annuelle; 4° il semble que c'est ce qu'on a appelé le système d'induction de la Terre qui est ainsi affecté par le Soleil.

ROSCOE et BALFOUR STEWART. — Pouvoir calorifique des rayons solaires à Londres et à Kew.

Les observations ont été faites par la méthode de Campbell; une lentille sphérique a son foyer sur la surface d'un hémisphère de bois, de telle sorte que, quand le Soleil brille, une partie du bois brûle. On renouvelle l'hémisphère de bois deux fois par an, aux solstices. Les résultats suivants ont été obtenus :

1° La chaleur du Soleil est plus grande pour le solstice de juin à décembre que pour celui de décembre à juin; mais cette différence est plus marquée à Londres (*Board of Works*) qu'à l'Observatoire de Kew;

2° La valeur annuelle de la chaleur solaire est plus grande à Londres qu'à Kew, dans le rapport des nombres 100 et 58;

3° La valeur annuelle de la chaleur solaire est particulièrement grande au voisinage du maximum des taches solaires, mais la courbe indique aussi l'existence d'un maximum secondaire au moment du minimum des taches.

BALFOUR STEWART et W. LANT CARPENTER. — Sur des inégalités de courte période des taches solaires.

Laissant de côté la question de savoir si la périodicité est réelle ou seulement apparente, les auteurs publient des résultats obtenus par l'application d'une méthode pour découvrir des inégalités inconnues dans une masse d'observations. Elle a été appliquée à trente-six ans d'observations des taches solaires qui ont été subdivisés en trois séries de douze ans. De cette manière, deux inégalités apparentes, d'environ trente-six jours, ont été mises très nettement en évidence : elles ont apparu, pour chacune des douze années, dans la même phase et presque exactement au même degré. Si la valeur moyenne des taches solaires est arbitrairement

représentée par 1000 pour chaque année, elle est réduite à moins de 900 au minimum, et elle est supérieure à 1100 au maximum, de telle sorte que la variation atteint la cinquième partie de la valeur moyenne.

CHANDLER ROBERTS. — Sur la diffusion rapide des métaux fondus.

Les deux métaux choisis sont le plomb et l'or enfermés dans un tube en U. Le plomb occupe la partie inférieure du tube, et l'or est introduit par le sommet de l'une des branches. Au bout de quarante minutes, les métaux sont complètement mélangés. Sir W. Thomson appelle l'attention sur l'extrême importance de cette observation au point de vue des alliages métalliques : un sel mettrait des années à se diffuser ainsi dans un liquide.

CAP. ABNEY. — Sur un étalon de lumière blanche.
C.-W. SIEMENS. — Relations entre la température et la radiation.
VERNON HARCOURT. — Lampe.

M. Abney propose de prendre pour étalon de lumière une lampe à incandescence. Sa lumière est comparée à l'aide d'un spectrophotomètre à la lampe de M. Vernon Harcourt. La lumière verte, au voisinage de la raie E, est à peu près une fois et demie celle de l'étalon à gaz, tandis que la lumière rouge est à peu près la même dans les deux.

Dans un Mémoire récent, M. Abney avait critiqué des expériences de M. Siemens d'une nature analogue. M. Siemens employait du platine dans l'air au lieu de charbon dans le vide.

M. Schuster fait observer qu'une méthode analogue avait été employée par Clerk Maxwell.

M. Vernon Harcourt donne la description de sa lampe. Elle est disposée pour brûler de la vapeur de pétrole mêlée à l'air dans la proportion de 3 pouces cubes de vapeur à 60° F. pour 1 pied cube d'air. Le mélange gazeux s'écoule par un orifice de 1 quart de pouce de diamètre et brûle, en donnant une flamme de $2\frac{1}{2}$ pouces de haut. M. Harcourt a montré que la hauteur de la flamme est

caractéristique du mélange et demeure constante quand les proportions sont maintenues invariables.

SCHUSTER. — Sur la constitution interne du Soleil.

L'auteur a calculé le volume du Soleil d'après sa masse et en admettant qu'il est formé d'un gaz obéissant aux lois ordinaires des gaz, et dans l'état d'équilibre de convection discuté par Sir W. Thomson. Le Mémoire établit que, si le rapport des deux chaleurs spécifiques était moindre que 1,2, le volume du Soleil serait de beaucoup plus grand qu'il n'est actuellement, tandis que si ce rapport était égal à 2, le Soleil serait beaucoup plus petit. Le volume actuel du Soleil correspond donc à une valeur du rapport des chaleurs spécifiques compris entre 1,2 et 2, ce qui s'accorde bien avec les théories reçues.

RALPH COPELAND. — Expériences astronomiques récentes à de grandes hauteurs dans les Andes.

Ces expériences ont été faites dans la première moitié de l'année 1883, aux frais du comte de Crawford. A la Puz, en Bolivie, à 12000 pieds, et la Lune étant pleine, on pouvait voir à l'œil nu dix étoiles dans les Pléiades et aussi deux étoiles dans la tête du Chien qui ne sont pas marquées dans l'*Uranographia nova* d'Argelander. A Puno, sur le lac Titicaca, à 12600 pieds, avec un télescope de 6 pouces monté sur un support en bois, on trouva un grand nombre de petites nébuleuses planétaires et des étoiles dont le spectre est très remarquable, en explorant la partie sud de la voie lactée avec un prisme disposé suivant la méthode de M. Pickering. Les étoiles les plus remarquables ont un spectre réduit à deux lignes, l'une près de D, l'autre au-dessous de F, avec une longueur d'onde de 0,467 millièmes de millimètre. Cette raie est probablement identique avec une ligne que présentent seulement quelques-unes des nébuleuses du nord. On trouva aussi quelques étoiles doubles, parmi lesquelles β de la Mouche.

A Vincocaya, à 14360 pieds, le spectre solaire fut observé avec

un appareil malheureusement un peu endommagé. Le principal fait à noter est l'éclat relatif de la portion violette du spectre. Avec un petit spectroscope, on put apercevoir quelques lignes au delà de H et de H_2. Les protubérances pouvaient être observées presque avec une facilité égale par le moyen de C, D_3, F et H_8. On ne réussit pas à voir la couronne, ni les protubérances autrement qu'avec le spectroscope; mais on pouvait ouvrir la fente bien plus largement qu'au niveau de la mer sans cesser de les apercevoir. Un examen très attentif de la lumière zodiacale ne laissa pas entrevoir le moindre soupçon de ligne dans son spectre, qui était continu, quoique court. A Puno comme à Vincocaya, l'air était très sec, cinq fois plus qu'à Arequipa, situé à 7700 pieds. A Vincocaya, le thermomètre noirci montait au-dessus de la température d'ébullition de l'eau à cette altitude, tandis que le thermomètre humide se recouvrait de glace. L'auteur est d'avis qu'un observatoire pourrait être confortablement installé vers 12 000 pieds ou même un peu au-dessus, car la température de la nuit ne descend que très lentement au-dessous de 0°. A de grandes altitudes, le thermomètre baisse de 1° pour 150 pieds de hauteur, tandis que le baromètre baisse de 0,1 de pouce seulement. On voit ainsi qu'à 15000 pieds les conditions de l'hiver deviendraient très rudes sans que l'on eût beaucoup gagné pour la transparence de l'atmosphère. Il semble résulter des informations qu'on pourrait maintenir une station d'été à 18500 pieds. Les instruments, de quelque grandeur que ce soit, pourraient être amenés par le chemin de fer ou par la navigation, jusqu'à une hauteur de 14600 pieds et jusqu'au rivage bolivien du lac Titicaca.

Section B. — Chimie.

DEWAR et LIVEING. — *Taches solaires et éléments chimiques du Soleil.*

Les auteurs ont examiné les observations spectroscopiques des taches solaires faites à Greenwich : les lignes sombres particulières aux taches ne sont pas nécessairement dues à de nouveaux éléments, car le cérium et le titane fournissent dans l'arc élec-

trique un grand nombre de lignes nouvelles dont quelques-unes coïncident trop exactement avec les lignes des taches pour que cette coïncidence soit accidentelle. Bien qu'une tache soit moins lumineuse que la photosphère, il n'en résulte pas que sa température soit nécessairement plus basse, car les radiations de petite longueur d'onde augmentent rapidement d'intensité avec la température, et les spectres de quelques-uns des métaux les plus abondants dans le Soleil, tels que le magnésium et le fer, sont plus intenses dans l'ultra-violet que dans la partie visible du spectre. L'élargissement inégal des lignes de Fraunhofer dans les taches est analogue à celui que présentent les lignes de quelques-uns de nos éléments quand la densité à leur vapeur change. La disparition de quelques lignes de Fraunhofer dans les taches a été attribuée, avec beaucoup de probabilité, à ce que l'émission des régions supérieures de l'atmosphère solaire balance exactement l'absorption qui se produit au-dessous; les rayons pour lesquels ce phénomène se présente appartiennent à des vapeurs de faible tension (correspondant aux lignes longues de M. Lockyer); ils correspondent au minimum d'agrégation des éléments. Le rayon singulier dont la longueur d'onde est 4923, qui est une ligne de la vapeur de fer à haute tension, se comporte dans le spectre comme s'il appartenait à une vapeur de faible tension : il appartient aussi probablement à quelque métal autre que le fer.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. — Tome II. — Août 1884.

Bertin. — *Mémoire sur les franges des lames cristallisées uniaxes simples ou combinées*, p. 485.

Bertin. — *Nouvelle pince à tourmaline*, p. 508.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XVIII. — Août 1884.

H.-H. Hoffert. — *Nouvel appareil pour la combinaison des couleurs*, p. 81.

E. WIDEMANN. — *Sur la décharge électrique dans les gaz*, p. 85.

R.-T. GLAZEBROOK. — *Méthode pour mesurer la capacité électrique d'un condensateur, et pour déterminer, par des observations électriques, la période d'un diapason*, p. 98.

F. GUTHRIE. — *Sur les solutions salines et l'eau combinée*, p. 105.

G.-S. TURPIN et A.-W. WARRINGTON. — *Viscosité apparente de la glace*, p. 120.

B. ILLINGWORTH et A. HOWARD. — *Propriétés thermiques de l'eau par rapport à certains sels*, p. 123.

TH. CARNELLEY. — *Couleur des composés chimiques considérée comme une fonction des poids atomiques de leurs éléments constituants*, p. 130.

H. MAC LEOD. — *Note préliminaire sur un nouvel enregistreur de l'éclat du Soleil*, p. 143.

R.-H.-M. BOSANQUET. — *Aimants permanents*, p. 142.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XXII, n° 8; 1884.

N.-V. KLOBUKOW. — *Nouvelles méthodes pour mesurer la densité de vapeur des liquides qui bouillent : 1° à basse température*, p. 465; 2° *à haute température*, p. 493.

W.-C. RÖNTGEN. — *Influence de la pression sur la viscosité des liquides et de l'eau en particulier*, p. 510.

E. WARBURG et J. SACHS. — *Influence de la densité sur la viscosité des liquides*, p. 158.

F. STENGER. — *Conductibilité calorifique de la tourmaline*, p. 522.

E. BLASIUS. — *Dilatation des cristaux par la chaleur*, p. 528.

F. NARR. — *Pénétration de l'électricité dans les gaz*, p. 550.

E. DORN. — *Remarque sur les rhéostats à clefs* (*Stöpselrheostaten*), *de MM. Siemens et Haloke*, p. 558.

A KOENIG. — *Pour servir à la connaissance des systèmes de couleurs dischromatiques*, p. 567.

A. KOENIG et C. DIETERIN. — *Sur la sensibilité de l'œil normal pour* les intervalles de longueur d'onde *lumineuses*, p. 579.

E. KETTELER. — *Interprétation de la réflexion métallique et de la réflexion totale, suivant le système de Neumann*, p. 589.

S.-P. LANGLEY. — *Évaluation expérimentale des longueurs d'onde dans le spectre prismatique invisible*, p. 598.

G. KREBS. — *Expérience de cône sur la relation entre la lumière polarisée par réflexion et la lumière polarisée par réfraction*, p. 612.

E. LOMMEL. — *Appareil à glace*, p. 614.

Unités électriques et unités de lumière, p. 616.

Rectifications, p. 616.



Journal de Physique théorique et appliquée. 2e Série. Tome III (Octobre 1884)

Spectre solaire. - S

(O

0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11

a

1

2

3

4

1 . . Aspect moyen de la régio

2 . Aspect de cette region qu

3 . . id . . . id ...... qu

4 . . Raies non telluriques. Spe

l observait hors de l atm

a Position des raies.

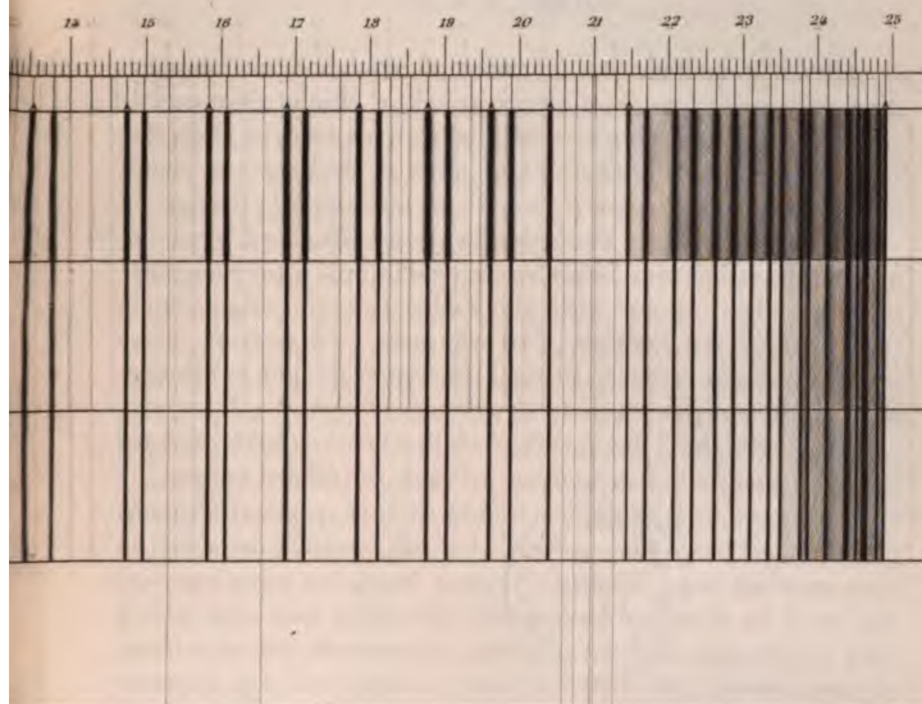
Gravé par C. Legros.

Ga

B, par Mr L. Thollon.

e Nice.)

B



leil est à 80° du Zénith.

t à 60° du Zénith _ temps humide

t à 60° du Zénith _ temps sec.

n B telle qu'on la verrait si on

Éditeur.

Lemercier et Cie Paris



CONSTITUTION ET ORIGINE DU GROUPE B DU SPECTRE SOLAIRE;

Par M. L. THOLLON.

Quand on dirige sur le Soleil, au moment où il est dans le voisinage du zénith, un spectroscope à un seul prisme, on voit, près de C, au quart environ de la distance qui sépare C de l'extrême rouge, une raie forte et noire, que Fraunhofer a appelée B. Avec un appareil plus puissant de cinq ou six prismes, cette raie devient une large bande très noire, séparée de la région C par un intervalle pour ainsi dire désert où les raies sont clairsemées et, en grande partie, fines et faibles. Du côté opposé, cette bande est suivie de raies bien marquées qui paraissent très régulièrement espacées et dont les premières donnent quelques signes de dédoublement. Le P. Secchi avait fait de vains efforts pour résoudre la bande B; il écrit à ce sujet (voir *le Soleil,* vol. I, éd. 1875, p. 235) : « Certaines bandes qui, dans les instruments ordinaires, paraissent comme estompées, sont en réalité composées d'un grand nombre de lignes parfaitement distinctes, comme on le voit dans un spectroscope ayant un grand pouvoir dispersif; mais quelques-unes d'entre elles sont réellement diffuses sur les bords, et il est impossible de les décomposer, quelle que soit la puissance de l'instrument que l'on emploie. Nous pouvons citer comme exemple les raies du groupe B. »

L'affirmation du savant physicien prouve qu'à l'époque où il écrivait ces lignes on n'avait pas encore poussé plus loin la perfection et la puissance des appareils spectroscopiques. Il suffit en effet de la dispersion de huit à dix prismes pour constater que la bande B est en réalité formée d'un grand nombre de raies distinctes. Avec mon appareil à grande dispersion elle se résout d'une façon vraiment admirable. Les dix-sept raies qui la composent se distinguent avec la plus grande netteté et peuvent se mesurer très exactement. Quant à celles qui la suivent du côté du rouge, elles sont toutes largement dédoublées et offrent par leur régularité un aspect très remarquable.

En 1878, M. Piazzi Smyth et M. Langley sont parvenus les pre-

miers et presque simultanément à résoudre ce groupe. M. P. Smyth, opérant avec des prismes, n'a obtenu qu'une résolution incomplète, tandis que M. Langley, avec un excellent réseau de M. Rutherfurd, a non seulement séparé toutes les raies, mais encore déterminé leurs longueurs d'ondes. N'ayant pas eu connaissance des travaux de ces savants, j'ai cru être le premier à obtenir ce résultat en 1879. Je faisais alors les premiers essais de mon appareil à grande dispersion. Les prismes composés à sulfure de carbone, que venait de faire M. Laurent, étaient simplement montés sur une planchette à dessin ; ils étaient mal réglés, mal abrités contre les variations de température et ne pouvaient me donner les résultats que j'obtiens aujourd'hui. Le dessin qu'à cette occasion j'ai publié dans les *Comptes rendus* est incomplet et défectueux. Celui qui accompagne cet article (*Pl. II*) a été fait avec un soin minutieux. A l'échelle où il a été exécuté, les erreurs de position ne doivent guère dépasser $\frac{1}{10}$ de millimètre. Il est plus complet que tous ceux que j'ai vus jusqu'à ce jour.

La légende qui se trouve au bas de mon dessin permet d'y reconnaître au premier coup d'œil : 1° les raies métalliques; 2° les raies telluriques produites par l'élément variable de l'atmosphère (la vapeur d'eau sans aucune doute); 3° les raies telluriques provenant des éléments constants (oxygène, azote, acide carbonique). On voit ainsi que le groupe se compose d'un massif de dix-sept raies constituant, à proprement parler, la raie B de Fraunhofer; d'un système de douze couples dont les intervalles croissent régulièrement en allant de droite à gauche, tandis que la distance des composantes diminue avec non moins de régularité en allant dans le même sens, et enfin d'un massif assez important de raies appartenant à la vapeur d'eau, le tout entremêlé de raies métalliques rares et faibles.

Quand on parcourt le spectre solaire, donné par mon appareil, en commençant par le violet, et qu'on a vu les milliers de raies qui le composent distribuées, sans aucune espèce d'ordre apparent, dans toutes les régions, on éprouve, en arrivant au groupe B, la même impression, comme dit M. Langley, qu'un voyageur égaré dans une forêt vierge, se trouvant tout à coup en présence d'une allée d'arbres parfaitement alignés et espacés avec une régularité mathématique. Il convient d'ajouter que A à l'extrême rouge et α

compris entre C et D sont constitués d'une manière identique; s'ils frappent moins l'attention, c'est parce que A est presque à la limite de la visibilité et que la régularité de α se trouve masquée par un assez grand nombre de raies qui lui sont en quelque sorte étrangères. En dehors de ces trois cas, le hasard seul semble avoir présidé à la répartition des raies dans toute l'étendue du spectre.

Mais l'intérêt qui s'attache à ces groupes ne tient pas seulement à la singularité de leur aspect, il tient encore et surtout à la question d'origine. Dans quelles régions se produisent les absorptions qui leur donnent naissance? Est-ce dans l'atmosphère solaire, dans l'atmosphère terrestre ou dans un milieu compris entre le Soleil et la Terre? Ces absorptions proviennent-elles du même élément et quel est cet élément? Les réponses faites à ces diverses questions, qui se sont posées depuis longtemps déjà, ont été des plus contradictoires.

Pour ne parler que de B, M. Janssen, après sa mémorable expérience de la Villette, en 1866, affirma que ce groupe (en grande partie au moins) devait être attribué à la vapeur d'eau. Le petit dessin qu'il a publié dans les *Annales de Chimie et de Physique* (4ᵉ série, t. XXIV, p. 217) montre en effet, en face de B, des bandes d'absorption dues à la vapeur d'eau et correspondant exactement aux bandes spectrales que le soleil couchant donne dans cette région. D'autre part, Ångström, qui s'était beaucoup occupé de la question, dit que, par un froid de 27°, alors que les autres raies telluriques avaient presque entièrement disparu, il vit B avec une netteté parfaite; il lui sembla même que, pour une même distance zénithale du Soleil, ce groupe était plus noir et plus intense que d'habitude. Il en conclut qu'il ne pouvait pas provenir de la vapeur d'eau. Cet éminent physicien, partisan convaincu de l'unité de spectre pour les gaz simples, avait constaté que, dans le spectre d'émission de l'air, il n'y avait aucune trace de raie ou bande correspondant à B. Il en résultait pour lui la conséquence que l'air ne pouvait pas absorber des radiations qu'il était impropre à émettre. Si donc ce groupe, variable comme les autres raies telluriques, ne pouvait être attribué ni à la vapeur d'eau, ni à l'azote, ni à l'oxygène de l'air, à quel élément devait-il son origine? Ångström parla de l'acide carbonique, mais sans y croire peut-être. Il sembla vivement préoc-

cupé des expériences de Tyndall sur le pouvoir absorbant des gaz pour la chaleur. On sait que cet habile expérimentateur avait trouvé que les coefficients d'absorption de l'oxygène et de l'azote ne correspondaient nullement au coefficient d'absorption de l'air; il attribuait la différence à un élément inconnu assez rare pour échapper à nos analyses et doué d'un pouvoir absorbant énorme. Il est probable qu'Ångström songeait à cet élément inconnu. En réalité, il resta toujours dans le doute.

La grande autorité du savant suédois ne devait pas manquer d'exercer son influence sur le jugement de ceux qui devaient après lui aborder la même question. Le capitaine Abney, qui s'est signalé par des travaux scientifiques si remarquables, affirme, dans la *Nature* du 12 octobre 1882 (p. 585), que les groupes A et B ne doivent pas être considérés comme telluriques, mais comme provenant d'un milieu existant entre le Soleil et la Terre. M. Piazzi Smyth, qui avait d'abord considéré B comme tellurique, semble en dernier lieu adopter les idées du capitaine Abney et incline à croire que B, comme A, pourrait bien être en effet le produit d'un milieu interplanétaire. Les récentes théories de Siemens lui semblent confirmer cette manière de voir.

L'étude que je poursuis depuis plusieurs années sur la portion du spectre solaire qui s'étend de A à *b* m'a conduit tout naturellement à m'occuper de ce sujet. Voici par quelle méthode je parviens à faire le triage et la classification des raies spectrales. Après des mesures préalables faites avec le plus grand soin pour déterminer exactement la position de ces raies, chaque région du spectre est dessinée sur deux cartons. Le premier est destiné à reproduire l'aspect de cette région quand le Soleil est à 60° du zénith, l'autre quand il en est à 80°. Ces distances ont été choisies de manière qu'à la latitude de Nice les observations puissent être poursuivies toute l'année. Quand le temps paraît convenable, à l'heure où le Soleil est dans la position voulue, l'intensité de chaque raie est marquée sur le carton même avec toute l'exactitude possible en notant chaque fois l'état hygrométrique de l'air. Le procédé est lent, minutieux, pénible, mais le résultat est certain. Quand j'ai fait ainsi 8 à 10 séries d'observations sur chaque dessin, elles sont discutées avec soin et les indications relatives à une raie quelconque me font juger sûrement : 1° si elle n'est pas métal-

lique, 2° si une raie tellurique appartient à un élément constant ou à un élément variable de l'atmosphère. Par cette méthode j'ai pu acquérir la certitude que A, B et α sont des groupes telluriques dus aux éléments constants de l'air. *A la même distance zénithale, ils ont toujours la même intensité.* Je ne parle, bien entendu, que du massif principal de chacun d'eux et des couples qui le suivent du côté le moins réfrangible.

Restait à savoir exactement à quel élément atmosphérique il fallait attribuer les groupes en question. M. Egoroff, professeur de Physique à l'Université de Varsovie, est parvenu récemment à résoudre le problème. Depuis plusieurs années, il s'était voué avec ardeur à cette recherche. Nous avons fait ensemble en 1882 une série d'expériences à ce sujet, à l'observatoire de Paris. Un faisceau de lumière électrique, dirigé du mont Valérien sur l'Observatoire (10^{km}) nous a donné le spectre des raies telluriques à peu près complet. On y distinguait sans peine A, B et α, si faciles à reconnaître. Le capitaine Abney a contesté les résultats que nous avons obtenus : ils ne sont pourtant pas contestables : l'expérience du reste est facile à répéter.

Enfin, après ces études préliminaires, M. Egoroff, opérant directement sur de l'oxygène fortement comprimé dans un tube métallique et traversé dans sa longueur par un faisceau de vive lumière, a obtenu les groupes A et B. L'épaisseur d'oxygène traversé n'était sans doute pas suffisante pour la production de α. Quoi qu'il en soit, on peut affirmer aujourd'hui, sans crainte de se tromper, que ces trois groupes si remarquables d'aspect et si semblables entre eux ont pour origine l'absorption due spécialement à l'oxygène de l'air.

Je n'ai pas besoin de faire ressortir l'importance de ce résultat. Mais comment le concilier avec les observations de M. Janssen, d'Angström et de M. P. Smyth? A en juger par le dessin contenu dans les *Annales* et mentionné ci-dessus, M. Janssen aurait vu dans le spectre de la vapeur d'eau des bandes correspondant à celles du spectre solaire dans la région B; l'une d'elles coïncide même exactement avec le massif principal du groupe. D'après mes propres observations, il faudrait pour cela qu'en ce point la vapeur d'eau donnât une bande non résoluble qui obscurcirait simplement les intervalles des raies, comme on le voit dans le spectre 1 de mon

dessin. Cet obscurcissement devait alors varier suivant l'état hygrométrique de l'air et non, comme il m'a toujours paru, suivant la hauteur du Soleil. Ou bien cette bande n'est pas représentée dans la position exacte qu'elle devait occuper; il faudrait qu'elle fût reportée plus à gauche, où se trouvent en effet beaucoup de raies de la vapeur d'eau constituant un massif important (*voir* la Planche).

Si, d'autre part, Ångström a vu B plus intense par un froid de 27° qu'en temps ordinaire, c'est sans doute par un simple effet de contraste : les autres raies telluriques se trouvant très affaiblies, celles qui conservent leur intensité doivent paraître plus noires. C'est là un effet qui se produit fréquemment dans le cours de mes déterminations et contre lequel je dois me tenir toujours en garde. Maintenant comment expliquer que le spectre d'absorption de l'oxygène diffère tellement de son spectre d'émission ? Le manque de données suffisantes rend toute explication impossible, mais la certitude du fait nous oblige à conclure que l'oxygène *froid* n'a pas les mêmes propriétés que l'oxygène *incandescent* et nous permet de soupçonner qu'il en peut être de même pour tous les gaz.

En affirmant que A et même B ne varient pas réellement d'intensité quand le Soleil s'approche de l'horizon, un éminent observateur comme M. Piazzi Smyth aurait bien surpris les spectroscopistes de profession, s'ils ne savaient combien le maniement d'un appareil à grande dispersion est chose délicate et difficile. Que le faisceau lumineux soit mal diaphragmé, que le réglage des prismes ne soit pas irréprochable, qu'une imperceptible buée se dépose sur les surfaces, les images, surtout dans l'extrême rouge, apparaissent comme noyées dans la lumière diffuse qui masque les effets les plus évidents et en défigure même les caractères essentiels. Il se produit souvent des phénomènes bizarres dont il semble impossible de découvrir les causes et qui rendent les illusions bien faciles. Mais, quand on opère dans de bonnes conditions, avec un appareil bien conçu et bien construit, on voit avec la dernière évidence que A et B varient considérablement d'intensité suivant la hauteur du Soleil et sont certainement telluriques.

Durant l'éclipse totale de 1882, M. Trépied et moi avons cru observer, sur les bords du disque lunaire, un notable renforcement des raies du groupe B. Si la théorie du capitaine Abney avait pu

être confirmée, elle aurait certainement donné un grand poids à nos observations, et pour mon compte j'en aurais éprouvé une vive satisfaction. Malheureusement l'atmosphère d'oxygène qu'il faudrait aujourd'hui attribuer à la Lune pour produire les effets observés semble peu conciliable avec le défaut de réfraction des rayons lumineux qui rasent les bords de notre satellite. Je crains bien que les résultats obtenus en Égypte ne soient une de ces illusions dont presque tous les spectroscopistes ont été plus ou moins les victimes.

Maintenant il importerait de savoir si l'azote et l'acide carbonique de l'air ne sont représentés par aucune raie ou aucun groupe dans le spectre solaire. L'étude que je poursuis en ce moment, d'après la méthode décrite ci-dessus, ne manquera pas, j'espère, de donner sur ce point important des indications précises. Jusqu'à ce jour, en dehors des groupes de l'oxygène, je n'ai découvert aucune raie pouvant être sûrement attribuée aux éléments constants de l'atmosphère. Il convient donc d'attendre le résultat de mes recherches pour donner suite au projet adopté par M. Bischoffsheim d'établir au mont Gros un tube métallique de longueur considérable, dans lequel on pourrait étudier sur une grande échelle les spectres d'absorption des gaz.

SUR LA COULEUR DE L'EAU;

PAR M. J.-L. SORET [1].

L'opinion des physiciens sur les causes de la couleur de l'eau n'est pas encore unanimement fixée, malgré le grand nombre de travaux qui ont été publiés sur ce sujet. Je crois cependant que la question est maintenant bien élucidée et que, sauf dans certains détails, le problème peut être considéré comme résolu; tout au moins la plupart des savants qui s'en sont occupés dans ces der-

[1] Le présent article reproduit en partie une publication précédente sur le même sujet, mais rédigée à un point de vue différent. (Voyez *Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. XI, p. 276; 1884.)

nières années se sont-ils arrêtés à peu près à la même explication, dont l'exposé succinct aura, pensons-nous, quelque intérêt pour les lecteurs du *Journal de Physique*.

L'eau, sensiblement incolore lorsqu'elle est prise sous un petit volume, présente une coloration bien marquée lorsqu'elle est en grande masse. Si elle se trouve au maximum de pureté qu'elle puisse atteindre dans la nature, la teinte est franchement bleue; c'est là le cas que nous considérons comme normal, celui qu'il faut expliquer en première ligne, quitte à examiner plus tard quelles sont les causes qui font souvent passer cette couleur du bleu au vert ou à d'autres nuances.

On peut admettre que la cause la plus ordinaire et la plus générale de la couleur propre des corps réside dans l'absorption qu'ils exercent sur la lumière qui les éclaire : ils sont de la couleur des rayons qu'ils laissent passer, ou, en d'autres termes, de la couleur complémentaire des rayons absorbés (¹). L'absorption constitue en effet l'un des facteurs principaux de la coloration de l'eau, qui

---

(¹) En ce qui concerne les milieux transparents et homogènes, tout le monde est d'accord sur ce point : une solution de sulfate de cuivre est bleue, parce qu'elle absorbe les rayons rouges, orangés, jaunes, en laissant passer les rayons verts, bleus, violets; un rubis est rouge, parce que les rayons les moins réfrangibles du spectre sont transmis, tous les autres étant interceptés. Quant aux corps non homogènes, cette interprétation de la couleur propre est peut-être moins généralement adoptée, mais elle n'en est pas moins exacte; par exemple, une étoffe ou un papier teint a la même couleur par transmission et par réflexion : les fibres blanches formant le corps du tissu sont recouvertes comme d'un vernis par la matière colorante au travers de laquelle passent les rayons qui arrivent à l'œil soit par transmission plus ou moins directe, soit après réflexion intérieure sur les fibres du tissu.

Si j'insiste sur ce sujet, c'est qu'il faut reconnaître que la plupart des Traités élémentaires de Physique, tout en abandonnant l'ancienne théorie newtonienne de la couleur propre des corps, ne l'ont pas suffisamment remplacée : quelques-uns parlent à peine de ce phénomène, malgré son importance; d'autres se bornent à dire que les corps diffusent inégalement les différents rayons, ce qui est l'expression d'un fait, mais non une explication. Cependant, il y a des exceptions, parmi lesquelles je citerai le *Cours de Physique* de Verdet (t. II, p. 268), la *Physique médicale* de Wundt (traduction de Monoyer, 2ᵉ édition, p. 398), ainsi que les Ouvrages spéciaux de Dove (*Darstellung der Farbenlehre*), de Rood (*Théorie scientifique des couleurs*). J'ai moi-même donné quelques développements à cette interprétation en faisant entrer en ligne de compte les phénomènes de polarisation accompagnant la diffusion de la lumière [*Sur la polarisation par diffusion de la lumière* (*Archives des Sciences physiques et naturelles*, t. L, p. 252; 1874)].

sous une épaisseur un peu considérable, intercepte les rayons les moins réfrangibles du spectre.

Mais, en outre, un second facteur d'une grande importance réside dans l'action des particules hétérogènes, très ténues, que l'eau même la plus pure tient toujours en suspension. Ces corpuscules jouent un double rôle : en premier lieu, ils diffusent et renvoient la lumière qui les atteint; en second lieu, ils exercent une influence sur la coloration, car on sait qu'un milieu légèrement trouble ou opalescent laisse passer plus facilement les radiations les moins réfrangibles, tandis qu'il réfléchit plus fortement les rayons de courtes longueurs d'onde.

C'est à ces deux causes réunies qu'avec M. Tyndall ([1]), M. Ricco ([2]), M. J. Leconte ([3]) et d'autres, j'attribue la coloration bleue de l'eau.

Nous allons examiner de plus près le rôle de ces facteurs en divisant le sujet en deux parties : 1° l'exposé des propriétés physiques de l'eau, telles qu'on peut les étudier dans des expériences de laboratoire; 2° l'application aux apparences que l'on observe dans la nature.

I. *Coloration de l'eau par transmission.* — Prenons d'abord un long tube fermé à ses deux bouts par deux lames de verre, et remplissons-le d'eau que nous supposerons chimiquement pure et absolument privée de particules en suspension. Faisons passer un faisceau de lumière blanche au travers de ce tube : nous pourrons étudier la coloration propre de l'eau en examinant la teinte de la lumière transmise. L'expérience a été réalisée par M. Bunsen ([4]), qui s'est servi d'un tube de verre noirci, de 2^m de longueur environ; il a reconnu, soit en regardant un objet blanc au travers de la colonne liquide, soit en faisant tomber la lumière transmise sur

---

([1]) *Sur la couleur du lac de Genève et de la mer Méditerranée* (*Nature*, 20 octobre 1870. *Archives des Sc. phys. et nat.*, t. XXXIX, p. 346; 1870). *On the colour of water* (*Proceedings of the Royal Institution*, t. VI, p. 189; 1871).

([2]) *Studi spettrali sul colore delle acque* (*Memorie degli Spettrosc. italiani*, t. V, 1876; t. VIII, 1879). *Alcuni fenomeni, etc.* (*Rivistà scientifico-industriale di Firenze*, 1882).

([3]) *Physical studies on lake Tahoe* (*Overland Monthly*, novembre et décembre 1883, janvier 1884).

([4]) *Ann. der Chem. und Pharm.*, t. LXII, p. 44.

un objet blanc, que l'eau est colorée en bleu par transmission. Cette expérience a été souvent répétée et variée, entre autres par M. Tyndall ([1]), M. Beetz ([2]), M. Boas ([3]), M. V. Meyer ([4]), M. Ricco ([5]), qui ont tous obtenu une teinte bleue tirant plus ou moins sur le vert. Récemment M. Spring ([6]) l'a reprise avec des tubes d'une longueur de 5^m, recouverts d'une gaine noire, de manière à intercepter tout éclairage latéral, et en prenant de grandes précautions pour arriver à avoir de l'eau parfaitement pure et limpide; la quantité de particules en suspension devait être en tout cas trop petite pour exercer une influence appréciable. Dans ces conditions, la lumière transmise était d'un beau bleu.

D'après l'ensemble de ces travaux et de mes propres observations, je crois pouvoir admettre que plus l'eau est exempte de corpuscules hétérogènes, plus sa couleur par transmission se rapproche du bleu franc ([7]). Mais les eaux naturelles, même les plus pures, telles que celles du lac de Genève, donnent encore une teinte tirant sur le vert.

Spectre d'absorption de l'eau. — Pour arriver à une notion plus exacte de cette coloration par transmission, il convient de recourir au spectroscope. Plusieurs physiciens ont étudié le spectre d'absorption de l'eau et ont reconnu que, dans la partie visible, l'absorption va en diminuant avec la réfrangibilité, de sorte que, sous une épaisseur suffisante, les rayons rouges et orangés sont éteints ou très affaiblis.

Cette diminution de l'absorption avec la réfrangibilité n'est cependant pas continue. On remarque au moins une bande obscure dans l'orangé, un peu moins réfrangible que D, et dont le centre correspond à la longueur d'onde 600; c'est ce qui résulte des obser-

---

([1]) *Glaciers of the Alps*, p. 254.
([2]) *Pogg. Ann.*, t. CXV, p. 137; *Archives*, t. XIV, p. 78; 1862.
([3]) *Beiblätter*, t. V, p. 797; 1881.
([4]) *Archives*, t. VIII, p. 257; 1882.
([5]) *Loc. cit.*
([6]) *Bulletin de l'Acad. Royale de Belgique*, t. V, n° 1; 1883.
([7]) Le mode d'éclairage influe notablement sur cette teinte; avec un écran blanc éclairé par la lumière diffuse du jour, la couleur est plus bleue qu'avec les rayons solaires directs.

vations de M. Schönn [1], de MM. W.-J. Russel et Lapraik [2], et de celles que M. Sarasin et moi nous avons partiellement publiées [3]. Cette bande commence à être nettement visible quand l'épaisseur d'eau atteint 2^m.

La brusque variation d'intensité lumineuse, coïncidant sensiblement avec la raie C, peut faire présumer l'existence en ce point d'un autre maximum d'absorption moins prononcé [1].

Dans les observations que nous avons faites, M. Sarasin et moi, nous avons trouvé que la limite du spectre, du côté le moins réfrangible, se rapproche lentement de l'orangé à mesure que l'on opère sur des épaisseurs de plus en plus grandes; il se manifeste, en outre, une pénombre prononcée qui s'étend jusqu'à la raie C. Avec un tube de 4^m, rempli soit d'eau du lac de Genève, soit d'eau de la Méditerranée, en employant la lumière solaire avec une fente large et en interposant un verre de cobalt qui facilite la visibilité du rouge extrême, nous avons trouvé que la limite du spectre était très voisine de a. Avec une épaisseur de 8^m (eau du lac), dans les mêmes conditions, la limite extrême, se rapproche beaucoup de B sans l'atteindre tout à fait. La pénombre jusqu'à C est très forte; au delà, on observe une reprise d'intensité suivie d'un espace beaucoup plus obscur, sans être cependant tout à fait noir, et qui correspond à la bande $\lambda = 600$, dont nous avons parlé. Au delà, l'intensité lumineuse va en augmentant.

Du côté le plus réfrangible du spectre, l'absorption est faible; mais, comme nous le verrons plus bas, elle dépend beaucoup de la limpidité. Avec un tube de 4^m rempli d'eau de lac et fermé par

---

(1) *Poggendorff's Annalen*, Ergänzungsband, VIII, p. 670.

(2) *Nature*, 19 août 1880.

(3) *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences* du 10 mars 1884. M. Ricco (*loc. cit.*) a aussi aperçu cette bande avec l'eau de mer, mais sans en affirmer la réalité.

(1) M. H.-W. Vogel, en examinant au spectroscope la lumière de la grotte de Capri, a vu une bande d'absorption dans le vert entre E et a (*Praktische Spectralanalyse*, p. 253). M. Tacchini, en opérant sur la lumière émanant de la mer, a aussi observé cette bande, ainsi qu'un renforcement de la raie F (*voyez* le premier Mémoire de M. Ricco, *loc. cit.*). Dans les diverses eaux que nous avons examinées (y compris l'eau de la Méditerranée sous une épaisseur de 4^m), nous n'avons pas distingué ces deux maxima d'absorption. La discontinuité du spectre de l'eau se manifeste très nettement dans l'infra-rouge, comme l'ont montré les recherches de M. H. Becquerel (*Annales de Chimie et de Physique*, t. XXX, p. 38; 1883)

des lames de quartz, on distingue sans difficulté tout le violet et l'ultra-violet jusqu'au delà de Q. L'eau de mer, sous la même épaisseur, transmet les radiations au moins jusqu'à N [l'expérience n'a pu être faite complètement ([1])].

Ajoutons que jusqu'ici on n'a qu'un petit nombre de déterminations des coefficients d'absorption de l'eau pour les diverses couleurs. M. Boas ([2]), en prenant comme unité l'épaisseur de $0^m,01$, a obtenu les chiffres suivants :

Pour le rouge (verre rouge)	0,9966
Pour le jaune (flamme de soude)	0,99745
Pour le bleu (solution de sulfate de cuivre)	0,9986

Il est à peine nécessaire de remarquer que la couleur de l'eau par transmission ne peut pas conserver exactement le même ton, quelle que soit la longueur de la colonne traversée par la lumière; en effet, quand l'épaisseur varie en progression arithmétique, l'absorption varie en progression géométrique, la raison de la progression étant différente suivant la réfrangibilité des rayons. Pour les faibles épaisseurs, non seulement la couleur sera moins saturée, mais encore elle s'écartera du bleu en se rapprochant du vert.

Influence des substances en dissolution dans l'eau. — Il est évident que, si l'eau n'est pas chimiquement pure, les substances en solution peuvent influer sur la teinte de la lumière transmise. En particulier, de nombreuses substances organiques ont une couleur jaune ou brune, c'est-à-dire qu'elles absorbent les rayons bleus ou violets; si elles se trouvent dans une eau en proportion sensible, elles doivent éloigner du bleu la teinte de la lumière transmise pour la ramener au vert, et même au jaune ou au brun.

Les sels en dissolution dans l'eau de mer sont sensiblement incolores et ne paraissent pas influer sur la teinte que l'on obtient.

([1]) Je rappelle que, dans d'anciennes expériences [*Sur l'absorption des rayons ultra-violets* (*Archives*, t. LXI, p. 337; 1878)], j'ai trouvé qu'au travers d'une colonne d'eau, soigneusement distillée, de $1^m,16$ de longueur, on peut distinguer la raie 28 du cadmium ($\lambda = 206,1$). Mais, pour les rayons plus réfrangibles encore, l'eau devient plus absorbante.

([2]) *Loc. cit.*

Influence des particules solides en suspension. — Il est très difficile d'obtenir ce que M. Tyndall a appelé un milieu *optiquement vide*, c'est-à-dire un milieu absolument limpide et exempt de particules hétérogènes. On y arrive pour les gaz et quelques corps cristallisés présentant naturellement cet état. Pour les liquides, on ne parvient pas à l'élimination absolue des corpuscules hétérogènes ; cependant avec l'eau, tout au moins, on atteint à une pureté assez rapprochée du vide optique pour que l'on n'ait pas à craindre une influence sensible sur la lumière transmise. Les meilleurs moyens d'arriver à ce résultat sont, en premier lieu, la distillation avec destruction des matières organiques par le permanganate de potasse, surtout si la distillation s'effectue, sans ébullition, par évaporation superficielle dans des alambics en platine (¹); en second lieu, la fusion de glace très pure : ce procédé, qui a été indiqué par M. Tyndall, est peut-être difficilement applicable à la préparation de quantités un peu considérables d'eau.

Si, au lieu d'un liquide ainsi purifié, on prend de l'eau dans laquelle on met en suspension des particules nombreuses et relativement *grossières*, par exemple du sable, l'action exercée sur la lumière transmise se réduit à l'interception uniforme des rayons, quelle que soit leur réfrangibilité. Avec une épaisseur suffisante, on arrive à l'opacité, en ce sens que l'on ne peut plus *voir* au travers du liquide; il pourra y avoir encore de la lumière diffuse provenant de réflexions et de réfractions multiples, surtout si la matière en suspension n'est pas opaque par elle-même. L'épaisseur de la couche produisant cette interception des rayons directs, à la façon d'un écran, dépend naturellement du nombre et de la grosseur des particules.

Lorsque les particules en suspension sont de très petites dimensions, ce premier effet se complique d'un second : le milieu exerce une absorption d'autant plus forte que les rayons sont plus réfrangibles. En faisant passer de la lumière blanche au travers d'une épaisseur trop faible pour qu'il y ait interception complète, on observe que tous les rayons sont affaiblis, mais non pas égale-

---

(¹) Dans mon Mémoire sur l'*Illumination des corps transparents*, j'ai indiqué les résultats obtenus par différents modes de distillation ou de filtration (*Archives*, t. XXXVII, p. 146; 1870).

ment, en sorte que la lumière transmise est colorée en jaune, orangé ou même rouge, suivant que cette action devient de plus en plus prépondérante. C'est ce qu'il est facile de démontrer en prenant de l'eau sous une faible épaisseur, $0^m,04$ ou $0^m,05$, par exemple, de manière que sa couleur propre soit insensible, puis en y produisant un précipité très ténu. Ainsi quelques gouttes d'une dissolution étendue d'acétate de plomb ou d'azotate d'argent, etc., détermineront un trouble léger accompagné d'une teinte jaune, orangée ou rouge pour la lumière transmise. Au travers d'une auge remplie de ce milieu, on peut voir nettement des objets, on peut projeter une image et observer ainsi la coloration. L'analyse faite au spectroscope montre que les rayons bleus, violets et ultra-violets sont éteints ([1]).

M. Brücke a cherché à expliquer ce phénomène dont il a fait une étude approfondie ([2]). La théorie qu'il a proposée n'est peut-être pas entièrement satisfaisante.

Quoi qu'il en soit, le fait expérimental demeure incontestable, et son influence sur la couleur de la lumière transmise au travers de l'eau est facile à prévoir. Dans un tube un peu long, l'eau pure absorbe par elle-même une plus forte proportion des rayons peu réfrangibles; si l'on ajoute des particules ténues, tous les rayons sont affaiblis, mais non pas également : l'action est plus énergique sur les plus réfrangibles. Ainsi, pour deux causes différentes, ce sont les deux extrémités du spectre qui se trouvent le plus fortement interceptées, et les rayons moyens prédominent dans la lumière transmise; la couleur bleue de l'eau pure virera ainsi au vert, au jaune, au brun, suivant que le rôle des particules sera de plus en plus prépondérant. C'est bien là le résultat des expériences de nombreux physiciens, et ce que démontrent en particulier les observations de M. Tyndall, de M. Ricco et de M. Spring sur l'influence de légers précipités.

Diffusion de la lumière. — A côté de cet effet sur la teinte

([1]) Cet effet paraît commun à tous les précipités blancs amorphes, pourvu qu'ils soient suffisamment ténus. Avec des particules métalliques ou cristallines, l'action est quelquefois complexe. Si le précipité n'est pas blanc, sa couleur propre peut aussi exercer une influence.

([2]) *Poggendorff's Annalen*, t. LXXXVIII, p. 363; 1853.

des rayons transmis, il se produit une action sur les rayons réfléchis. On connaît les caractères de coloration bleue et de polarisation de la lumière diffusée par les particules ténues qu'un liquide tient en suspension (1). Ces caractères sont faciles à constater lorsqu'on fait tomber un faisceau de lumière solaire sur de l'eau contenue dans un ballon ou un flacon de verre. La trace du faisceau est bien visible et la lumière qu'elle diffuse contient toutes les couleurs du spectre avec une prédominance des rayons les plus réfrangibles, en sorte que la teinte est d'un blanc bleuâtre, et d'autant plus franchement bleue que les particules diffusantes sont plus petites.

Si l'on regarde cette trace au travers d'un analyseur dans une direction perpendiculaire au faisceau, on reconnaît que la lumière est polarisée.

Dans ces conditions, l'épaisseur d'eau traversée par les rayons incidents ou diffusés est trop faible pour que l'absorption de l'eau puisse exercer une influence sensible sur la couleur de cette trace.

Mais il est facile d'observer aussi ces phénomènes en employant des épaisseurs d'eau plus considérables. On peut, par exemple, interposer sur le passage des rayons solaires incidents un tube plein d'eau, long de 1^m à 2^m; alors l'influence de la coloration se fait sentir sur la couleur de la trace dont la teinte bleu verdâtre est prononcée. On peut encore regarder cette trace au travers d'un tube pareil au premier; la couleur s'accentue encore davantage. On a ainsi la superposition des deux effets de coloration par absorption et par diffusion.

Une autre expérience assez instructive est la suivante. Prenons un long tube de verre, fermé à ses deux extrémités par des glaces, remplissons-le avec de l'eau, et exposons-le à une vive lumière latérale, en le plaçant, par exemple, au soleil. Disposons un écran complètement noir à l'une de ses extrémités en regardant par l'autre. Si l'eau était parfaitement limpide, soit optiquement vide, l'écran vu au travers du tube paraîtrait toujours noir; mais cette

(1) Ces questions ont particulièrement été étudiées par M. Tyndall, M. Lallemand, M. Hagenbach et moi-même. Voir *Archives*, t. XXXIV, p. 156, t. XXXV, p. 54 (1869); t. XXXVII, p. 129, 176; t. XXXIX, p. 341, 352 (1870); t. XLVIII, p. 231 (1873); t. L, p. 243 (1874).

pureté absolue ne peut être atteinte; même avec de l'eau distillée avec le plus grand soin, on observe, au lieu du noir, une teinte bleu très foncé, du bleu noir si l'on veut. Ceci s'explique parce que la teinte bleuâtre de la lumière diffusée est renforcée par l'absorption que l'eau exerce sur les rayons les moins réfrangibles.

Si l'on répète l'expérience après avoir déterminé dans cette eau un très léger précipité, par exemple en y ajoutant une trace d'acétate de plomb, on observe une coloration bleue lavée de beaucoup de blanc. Or ici la lumière incidente est blanche, car elle ne traverse pas une épaisseur sensible pour arriver jusqu'aux particules qui la diffusent; d'autre part, si l'on regardait un écran blanc au travers du long tube rempli de cette eau un peu louche, on observerait une couleur verte ou jaune, comme nous l'avons dit plus haut. Le fait qu'on obtient une teinte blanc bleuâtre montre que, dans les conditions où nous nous sommes placé, la coloration par diffusion l'emporte sur la coloration par transmission, et ne peut par conséquent être considérée comme négligeable dans l'explication des faits.

II. Arrivons maintenant à l'interprétation des phénomènes de couleur des eaux, tels que la nature nous les présente.

Il est d'abord évident que la réflexion de la lumière à la surface d'une nappe liquide joue un rôle important dans les apparences que l'on observe. Cette action varie énormément suivant les circonstances; elle est en général d'autant plus grande que la surface de l'eau est plus calme et que la direction du regard se rapproche davantage de l'horizontale. Mais nous laisserons à peu près complètement de côté ces effets, qui sont d'ordinaire faciles à expliquer et à comprendre.

C'est de la couleur de la lumière sortant de l'eau même que nous avons à nous occuper.

Admettons d'abord les conditions suivantes : l'observateur se trouve en bateau sur un lac formé d'une eau très pure, tel que le lac de Genève, dans un endroit où la profondeur est considérable; il regarde l'eau dans une direction voisine de la verticale; nous supposons que le lac est calme et le temps couvert. Dans ces conditions la couleur de l'eau est d'un beau bleu indigo. Cherchons-en l'origine.

Ici la réflexion superficielle n'a qu'une très faible influence, dont on peut d'ailleurs se mettre à l'abri en observant avec une lunette d'eau, c'est-à-dire au travers d'un tube fermé par une glace à son extrémité inférieure, qui plonge sous l'eau.

Comme M. Tyndall l'a fait remarquer, si l'eau était absolument homogène et optiquement vide, au lieu du bleu, on verrait du noir dans les conditions où nous nous sommes placé. En effet, l'eau absorbe avec plus ou moins d'énergie tous les rayons lumineux, et si la profondeur est suffisante il est certain que le fond n'est pas éclairé : c'est ce qu'ont démontré les expériences de plusieurs savants, et particulièrement celles de M. F. Forel qui a reconnu qu'à une profondeur de 100^m, dans le lac de Genève, la lumière n'exerce plus d'action photographique ([1]). Ainsi, avec une profondeur de 100^m ou plus, nous pouvons être certains que cette lumière bleue observée ne provient pas du fond.

Elle émane donc de la masse même de l'eau.

Cette illumination n'est pas due à la fluorescence; l'expérience montre que l'eau ne présente pas cette propriété. On est donc conduit à l'attribuer à la diffusion sur les particules que l'eau tient toujours en suspension, diffusion qui, même avec une eau aussi limpide que celle du lac de Genève ou de la Méditerranée, est parfaitement suffisante pour rendre compte des faits ([2]).

La couleur bleue s'explique facilement. D'abord, comme nous l'avons vu, les rayons les plus réfrangibles sont diffusés en plus forte proportion que les autres. En outre, les rayons rouges et orangés sont absorbés par l'eau dans le double trajet qu'ils font pour arriver aux particules diffusantes, et pour revenir jusqu'à l'œil de l'observateur : à l'effet de coloration produit par la diffusion s'ajoute donc l'effet de la coloration propre de l'eau.

Le ciel étant couvert, comme nous l'avons déjà admis, c'est la lumière diffuse des nuages qui pénètre dans l'eau suivant toutes les directions, et qui atteint les particules à diverses profondeurs; ceux de ces rayons qui ont une direction rapprochée de la verti-

---

([1]) *Archives*, t. LIX, p. 137; 1877.

([2]) Dans un précédent travail j'ai déjà indiqué les raisons me faisant croire que l'on peut négliger l'action de la réflexion sur des couches liquides d'inégale densité (*Archives*, t. XXXIX, p. 364; 1870).

cale, et qui sont diffusés dans les couches liquides superficielles, parcourent dans l'eau un trajet assez court avant d'arriver à l'œil; par suite, une portion de lumière blanche est diffusée; en d'autres termes, le bleu n'est pas complètement saturé : c'est bien ce que montre l'observation faite au spectroscope ([1]).

Il est à remarquer que par un ciel couvert la lumière de l'eau n'est pas polarisée; en effet, la lumière incidente, suivant une infinité de directions diverses, sera polarisée par diffusion dans une infinité de plans différents; en d'autres termes, elle sera naturelle.

Si le temps est découvert et si le Soleil est haut sur l'horizon, on observe que l'eau, frappée directement par les rayons solaires, est d'un bleu moins saturé que par un temps couvert; son apparence est un peu laiteuse, rappelant celle d'un liquide fluorescent, et l'on a le sentiment que la lumière provient d'une profondeur moins grande. Cette différence d'apparence se remarque aisément lorsque l'observateur se trouve, par exemple, sur un bateau à vapeur, et qu'il compare la couleur de l'eau dans les parties exposées au soleil et celles qui sont à l'ombre du bateau.

Ce fait est facile à expliquer. Par un temps clair, la majeure partie de la lumière qui pénètre dans les couches intérieures de l'eau émane directement du soleil, que nous avons supposé élevé sur l'horizon, de sorte que le trajet qu'elle parcourt à l'intérieur de la masse liquide est relativement beaucoup plus court que dans les cas où les rayons incidents arrivent de toutes les directions. Par suite, la proportion des rayons peu réfrangibles qui sont absorbés est notablement moindre, et la couleur bleue est mélangée d'une plus forte quantité de lumière blanche.

Lorsque le soleil brille et que la surface de l'eau est calme, les phénomènes de polarisation de la lumière sont très manifestes dans les directions à peu près à angle droit avec les rayons solaires ([2]), et l'identité des résultats avec ce que les expériences de laboratoire ont fait connaître est une forte preuve en faveur de la théorie que nous venons d'exposer.

Lorsque la surface de l'eau est agitée, les phénomènes de pola-

---

([1]) *Archives*, t. XXXIX, p. 363; 1870.
([2]) Pour le mode d'observation, voir *Archives*, t. XXXIX, p. 352; 1870.

risation disparaissent parce que les rayons solaires cessent d'être parallèles à l'intérieur de l'eau, étant réfractés dans des directions très diverses.

Jusqu'ici nous ne nous sommes occupé que du cas où l'on observe une masse d'eau pure de grande profondeur. Examinons rapidement quelle est l'influence du fond lorsque la profondeur est assez faible pour qu'on puisse le voir.

Si le fond est noir ou seulement d'une couleur très foncée, le bleu prédomine encore dans la teinte de l'eau, lors même que la profondeur n'est que de quelques mètres.

Si le fond est blanc, la profondeur faible et la surface assez calme pour que l'on distingue les détails du fond, la couleur paraît vert bleu dans une direction voisine de la verticale. C'est ce qu'Arago et beaucoup d'autres après lui ont observé en regardant un objet blanc déposé sur le fond du Rhône à sa sortie du lac de Genève. La teinte est approximativement ce que l'on obtiendrait par transmission au travers d'une épaisseur d'eau double de la profondeur; l'action de la coloration par diffusion est ici peu sensible.

Mais, si la surface est agitée, les rayons émergents ne proviennent plus directement du fond par le plus court chemin; ils ont donc traversé une épaisseur d'eau plus grande et la couleur redevient franchement bleue. Cet effet s'observe très bien, par exemple sur le pont de la machine hydraulique de Genève; en amont, la surface de l'eau est encore calme, la teinte est vert bleu; en aval, l'eau est très agitée et même bouillonnante, et la teinte paraît bleue.

Si le fond est coloré, jaune par exemple, il fera virer la teinte du bleu au vert et même au jaune, suivant que la profondeur sera de plus en plus faible.

Je pense que les considérations qui précèdent rendent bien compte dans ses grands traits [1] de la coloration variée d'une masse d'eau pure et limpide comme celle du lac de Genève. Mais pourquoi

---

[1] Je dis *dans ses grands traits*, car beaucoup de points méritent d'être étudiés de plus près; il y a lieu d'espérer que la Commission récemment nommée pour cette étude par la Société de Physique et d'Histoire naturelle de Genève, arrivera à en élucider une partie.

d'autres masses d'eau, et particulièrement d'autres lacs de la Suisse, présentent-ils une apparence différente et une couleur verte?

Je crois que quatre causes peuvent, séparément ou simultanément, produire ce résultat.

1° Des substances jaunâtres, d'origine minérale ou organique, peuvent être en *dissolution* dans l'eau, absorber par conséquent les rayons les plus réfrangibles, tandis que l'eau elle-même intercepte les rayons rouges; il n'émergera donc du liquide que la couleur complémentaire de ces rayons absorbés, la teinte variant du vert au jaune et même au brun, suivant les circonstances. Cette cause agit évidemment dans certains étangs ou flaques d'eau souillée de matières organiques abondantes. Mais son action est-elle suffisante pour expliquer la teinte verte de grands lacs comme celui de Constance ou de Lucerne? Plusieurs savants sont de cette opinion, et l'on peut citer à l'appui le fait signalé par H. Sainte-Claire Deville, que par évaporation les eaux bleues laissent un résidu blanc, et les vertes un résidu jaune (1). M. Spring élève contre cette manière de voir des objections très sérieuses, que l'on trouvera dans son intéressant Mémoire.

2° Comme nous l'avons dit, dans une eau extrêmement limpide, comme celle du lac de Genève ou celle de la Méditerranée, les particules en suspension sont si rares qu'elles n'influent pas sensiblement sur les couleurs de la lumière transmise; mais si, tout en restant très ténues, elles deviennent plus nombreuses, elles doivent agir en interceptant les rayons les plus réfrangibles, et par suite la couleur virera au vert. M. Tyndall et M. Ricco ont insisté sur cette action et c'est aussi à cette cause que M. Spring attribue la teinte de certains lacs, tels que celui de Constance (2).

3° Nous avons dit que la coloration bleuâtre de la lumière

(1) *Voir* aussi les travaux de Wittstein, *Comptes rendus de l'Académie de Munich*, p. 603 (1860); de Beetz, *Archives*, t. XIV, p. 78 (1862).

(2) Il considère l'eau du lac de Constance comme à peu près saturée de carbonate de calcium dissous à la faveur d'une petite quantité d'anhydride carbonique que contient l'eau; il admet que, dans cet état voisin de la saturation, il se forme déjà un *précipité naissant*. Dans le lac de Genève qui, d'après les analyses de H. Sainte-Claire Deville, contient moins de calcaire que celui de Constance, et la même proportion d'anhydride carbonique, le précipité ne se formerait pas parce qu'on est loin de la saturation.

diffusée par des particules rares et très ténues influe, en la renforçant, sur la teinte bleue d'une eau très limpide. Mais cet effet cesse de se produire si les particules sont trop nombreuses ou relativement grossières. En outre, dans ce cas, la diffusion produite dans les couches rapprochées de la surface l'emporte sur celle des couches plus profondes; la lumière a parcouru sous l'eau un trajet plus court, par suite les rayons peu réfrangibles sont moins absorbés.

4° En dernier lieu, si les particules en suspension sont elles-mêmes colorées et abondantes, leur couleur peut influer sur celle de l'eau. Plusieurs rivières sont colorées en gris foncé lorsqu'elles sont chargées de poussière d'ardoise, en jaune ou même en rouge ou en lilas, si elles charrient des sables présentant ces nuances. Entre ces cas de trouble complet et la transparence parfaite, il y a des intermédiaires, et il peut se faire que des corpuscules colorés communiquent à l'eau une teinte verte (¹).

Il ne sera pas inutile d'insister, en terminant, sur ce qu'il y a de délicat et quelquefois de contradictoire dans les effets produits par les particules en suspension. Il faut se rappeler que, si elles sont ténues, elles éteignent les rayons bleus par transmission, tandis qu'elles tendent à renforcer ces mêmes rayons par diffusion; ces deux effets opposés peuvent l'emporter l'un sur l'autre suivant les circonstances.

Il me semble certain que de l'eau limpide et pure, ou ne tenant que des substances incolores en dissolution, paraîtra toujours bleue, sous une grande profondeur, et d'un bleu d'autant plus saturé et foncé qu'elle se rapproche plus du *vide optique*. Les particules sont trop rares pour exercer une absorption appréciable sur les rayons très réfrangibles, et permettent aux rayons incidents de faire en moyenne un grand trajet dans l'eau. Les effets de coloration par diffusion et par transmission s'ajoutent l'un à l'autre.

Si les particules en suspension deviennent plus nombreuses, la profondeur restant toujours grande, le bleu sera en tout cas

---

(¹) C'est ainsi que MM. Forel et J. Brun ont signalé dans quelques points des lacs de Genève et de Neuchâtel, et à certaines époques, la présence d'abondantes algues microscopiques vertes qui donnent à l'eau une couleur pareille. Ehrenberg, Dupont, Darwin ont observé des algues rouges dans les eaux de certaines mers.

moins saturé, et peut-être virera-t-il au vert, si l'extinction des rayons bleus par transmission l'emporte sur leur renforcement par diffusion; cela dépend de la dimension des particules, de leur nombre, de leur nature, des conditions d'éclairement.

Mais, si la profondeur est faible, l'effet peut être renversé et l'abondance de particules faire virer au bleu une coloration verte. C'est ainsi que M. le professeur Colladon a observé que, pendant un dragage de l'un des côtés du port de Genève, opération qui faisait nager dans l'eau un peu d'argile délayée, le bras du Rhône par lequel s'écoulait cette eau légèrement troublée, était plus bleu que l'autre bras formé d'eau tout à fait limpide. Ceci s'explique facilement. Dans le Rhône, quand l'eau est claire à sa sortie du lac, la coloration est vert bleu, comme nous l'avons rappelé plus haut, ce qui tient en grande partie à la couleur plus ou moins jaune ou verdâtre du fond; si l'eau devient légèrement louche, ce n'est plus le fond qui renvoie la lumière, c'est l'argile en suspension. Or cette argile est blanche et elle possède à un assez haut degré la faculté de diffuser la lumière bleue, comme on le reconnaît en faisant tomber un faisceau de lumière solaire sur de l'eau dans ces conditions. La coloration jaunâtre du fond est donc masquée, la coloration par diffusion prédomine, et la teinte est d'un bleu lavé de blanc.

INFLUENCE DE L'ÉTAT ÉLECTRIQUE D'UNE SURFACE LIQUIDE SUR LA TENSION MAXIMA DE LA VAPEUR DE CE LIQUIDE EN CONTACT AVEC LA SURFACE;

Par M. R. BLONDLOT.

En partant du principe de l'impossibilité du mouvement perpétuel, on peut démontrer *a priori* l'existence de certaines relations entre des quantités physiques. C'est ainsi que Sir W. Thomson, appliquant ce principe aux phénomènes capillaires, a prouvé plusieurs propositions relatives à l'évaporation et à la condensation des vapeurs ([1]).

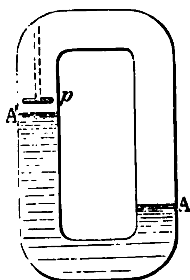
([1]) *Proceedings of the Royal Society of Edinburg,* feb. 7, 1870.

Il est aisé de montrer, en suivant une marche analogue, que l'état électrique de la surface d'un liquide doit modifier la valeur de la tension maxima de la vapeur de ce liquide pour une température donnée.

Pour cela, soit un tube en U dont on a recourbé les deux branches l'une vers l'autre pour les souder ensuite entre elles de façon à constituer un vase fermé (*fig.* 1).

L'appareil est placé de façon que les deux branches de l'U soient verticales, et l'on suppose qu'on y ait introduit primitivement une certaine quantité d'eau; l'air de l'appareil ayant été enlevé, le niveau de l'eau est le même dans les deux branches. Le

Fig. 1.



tout est placé dans un milieu à température invariable. Imaginons maintenant que, dans l'une d'elles, on ait introduit un petit plateau isolé et électrisé p, disposé horizontalement au-dessus de la surface du liquide. Par suite de l'attraction électrique, le liquide va s'élever dans cette branche du tube, et il s'établira un nouvel état d'équilibre, une différence h existant entre les niveaux A et A' dans les deux branches du tube.

Si l'on abandonne l'appareil à lui-même, les choses subsistent ainsi indéfiniment.

Ce fait ne peut s'expliquer que de deux manières : 1° en admettant qu'il se produit une distillation perpétuelle de l'une des branches dans l'autre; en admettant qu'il n'y a ni évaporation, ni condensation à l'une ou à l'autre des surfaces A et A'.

La première alternative ne peut être admise, puisqu'on aurait ainsi réalisé le mouvement perpétuel. Par suite, la seconde est nécessairement exacte, et l'on peut affirmer que, dans le voisinage de

la surface A, la vapeur possède la tension qui correspond à l'état d'équilibre entre le liquide et sa vapeur, c'est-à-dire la tension maxima pour la température t, et que de même près de A' la vapeur a la tension qui convient à l'état d'équilibre entre le liquide et sa vapeur.

Mais la pression existant actuellement au-dessus de A' n'est pas égale à la pression existant au-dessus de A : elle est plus petite de la pression due à une hauteur h de vapeur, c'est-à dire de $h\delta$, si l'on désigne par δ le poids spécifique de la vapeur.

Par conséquent, la tension maximum qui convient à la surface électrisée A' est plus petite que la tension qui convient à la surface non électrisée A de la quantité $h\delta$.

Il est d'ailleurs aisé de calculer h en fonction de la densité électrique μ à la surface du liquide. En effet, la pression électrostatique est, comme l'on sait, égale à $2\pi\mu^2$; comme c'est cette pression électrostatique qui maintient le liquide soulevé, on doit avoir

$$2\pi\mu^2 = h\Delta,$$

en désignant par Δ le poids spécifique du liquide.

On tire de là

$$h\delta = \frac{2\pi\mu^2}{\Delta}\delta.$$

Par conséquent, une surface liquide étant électrisée, si l'on désigne par μ la densité électrique à sa surface, la tension maxima de la vapeur en contact avec cette surface électrisée est plus petite qu'elle ne serait si la surface n'était pas électrisée, la température étant la même, de la quantité $2\pi\mu^2\frac{\delta}{\Delta}$, $\frac{\delta}{\Delta}$ *désignant le rapport des densités de la vapeur et du liquide.*

SUR LA MESURE DES FORCES ÉLECTROMOTRICES MAXIMA ET MINIMA DANS LES COUPLES A UN SEUL ÉLECTROLYTE (1);

PAR M. ÉMILE REYNIER.

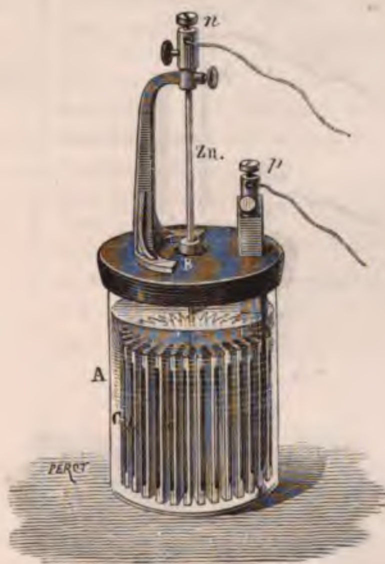
Parmi toutes les valeurs que peut prendre la force électromo-

(1) Résumé d'une Communication faite à la *Société française de Physique*, dans la séance du 16 novembre 1883.

trice d'un couple à un seul électrolyte, il y en a deux qu'il faut connaître : la plus grande et la plus petite. Je crois avoir réussi à obtenir avec certitude la mesure de ces grandeurs extrêmes au moyen de mes deux modèles de *pile à maxima* et *à minima*, lesquels peuvent être montés avec divers liquides et des électrodes positives et négatives variées.

Le *couple à maxima* (*fig.* 1) possède une électrode positive Cu,

Fig. 1.



plissée et ajourée, développant une surface efficace de 30^{dq}, c'est-à-dire trois cents fois plus grande que celle de l'électrode négative. Celle-ci se compose d'un fil de 3^{mm} de diamètre plongeant au centre du récipient.

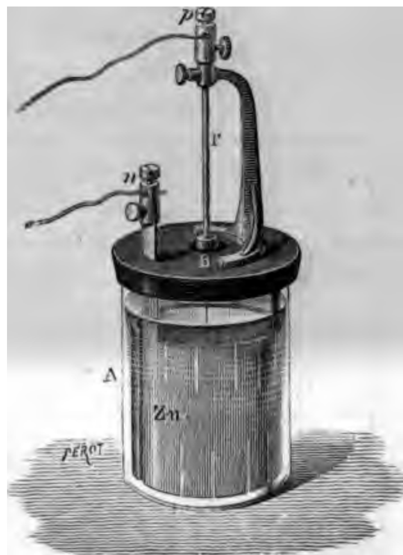
Le couple, dont la capacité est de 800^{cc}, a une résistance de $0^{ohm},2$ à 4 ohms, selon le liquide employé : valeur négligeable quand la résistance totale du circuit galvanométrique atteint plusieurs milliers d'ohms ; sa force électromotrice perd moins de $\frac{1}{100}$ de sa valeur par un travail d'une heure à l'intensité de 1 *milliampère*. On peut donc considérer la pile comme constante, pendant le peu de minutes nécessaire à une mesure de potentiel par les méthodes galvanométriques connues.

Le *couple à minima* (*fig.* 2) a les mêmes dimensions extérieures

que le précédent; mais c'est l'électrode négative qui possède ici la plus grande surface, 5^{dq} environ. L'électrode positive est un fil de $0^{mm},5$ de diamètre, dont la surface immergée a moins de 1^{cq}. Les résistances de cette pile sont à peu près les mêmes que celles du couple à maxima.

Pour mesurer la force électromotrice minima du couple, on met les deux fils qui vont au galvanomètre en communication avec

Fig. 2.



les deux bornes d'une clef de court circuit; on ferme la clef pendant plusieurs heures, puis on l'ouvre, et l'on fait aussitôt une mesure qui donne une valeur très approchée, sinon exacte, de la différence de potentiel cherchée. L'électrode positive de ce couple ayant une très petite surface, les produits d'oxydation formés par l'action de l'air ne s'élaborent qu'en faible quantité; ils sont réduits par la fermeture en court circuit et ne se reforment pas assez vite pour troubler sensiblement la mesure. A l'ouverture de la clef, *le couple ne renferme point de corps autres que ceux contenus dans sa définition.*

Avec ces deux modèles de pile, j'ai mesuré les forces électromotrices maxima et minima d'un certain nombre de combinaisons voltaïques à un seul électrolyte. Voici le Tableau des chiffres obtenus :

Désignation des piles.			Forces électromotrices en volts	
Liquides.	Électrode négative.	Électrode positive.	maxima.	minima.
ɪ acidulée sulfurique. vol .... 1000 ulfurique monohydraté........ 2	Zinc ordinaire	Iridium	»	0,270
	Zinc amalgamé	»	»	0,289
	Zinc ordinaire	Platine	»	0,5
	Zinc amalgamé	»	»	0,561
	Zinc ordinaire	Or	»	< 0,156
	Zinc amalgamé	»	»	0,128
	Zinc ordinaire	Argent	»	< 0,098
	Zinc amalgamé	»	»	0,108
	Zinc ordinaire	Charbon	1,22	0,04
	Zinc amalgamé	»	1,26	0,226
	Zinc ordinaire	Plomb	0,55	0,144
	Zinc amalgamé	»	0,684	0,152
	Zinc ordinaire	Cuivre	0,94	0,191
	Zinc amalgamé	»	1,072	0,272
	Zinc ordinaire	Fer	0,429	0,309
	Zinc amalgamé	»	0,476	0,323
	Zinc amalgamé	Zinc ordinaire	»	< 0,09
	Fer	Cuivre	0,49 à 0,51	»
ution de chlorure de sodium. gr .... 1000 re de sodium. 250	Zinc ordinaire	Iridium	»	0,052
	»	Platine	»	0,034
	»	Or	»	< 0,028
	»	Charbon	1,08	< 0,040
	»	Argent	»	0,043
	»	Cuivre	0,78	0,025
	Zinc amalgamé	»	0,82	»
	Zinc ordinaire	Fer	0,378	0,046
	Zinc amalgamé	»	0,469	»
	Zinc ordinaire	Plomb	0,503	0,044
	Zinc amalgamé	»	0,52	»
	Fer	Cuivre	0,27 à 0,25	»
	Plomb	»	0,27 à 0,25	»
lorure de zinc. gr .... 1000 re de zinc.... 110	Zinc ordinaire	Cuivre	0,85	»
	Zinc amalgamé	»	0,86	»
'ulfate de zinc. gr .... 1000 de zinc..... 500	Zinc ordinaire	Cuivre	0,998	»
	Zinc amalgamé	»	1,04	»
ude à la chaux. gr .... 1000 à la chaux... 250	Zinc ordinaire	Cuivre	1,06	»
	Zinc amalgamé	»	1,09	»

D'après les considérations exposées plus haut, il me semble que la force électromotrice minima d'un couple à un seul électrolyte doit être considérée comme la force électromotrice *vraie* du système; la surélévation de cette force jusqu'au maximum résulterait de l'addition spontanée de produits d'oxydation formés par l'intervention de l'air, produits dont l'action ne devrait pas être confondue avec les énergies chimiques mises en jeu dans le couple proprement dit.

PILE-ÉTALON POUR LA MESURE DES FORCES ÉLECTROMOTRICES (¹);

PAR M. ÉMILE REYNIER.

L'appareil que je propose comme étalon de force électromotrice est un couple de Volta, zinc-cuivre, construit dans les formes et dimensions de l'appareil que j'ai décrit sous le nom de *pile à maxima* (*fig.* 1, p. 445).

On sait que, dans ce modèle, le rapport des surfaces positive et négative est environ 300; c'est ce très grand développement relatif de l'électrode positive qui assure la constance du couple.

La force électromotrice de l'étalon dépend naturellement du liquide qui le garnit (*voir* les valeurs des forces électromotrices *maxima* dans le Tableau de la p. 447).

Avec le zinc ordinaire et la dissolution de sulfate de zinc, la force électromotrice est égale à *un volt*. MM. Ayrton et Perry avaient déjà noté cette différence de potentiel du système zinc-cuivre-sulfate de zinc; mais, n'ayant point donné à ce couple une disposition qui lui permît de débiter un courant, ils n'ont pu le proposer comme étalon que pour les mesures par les méthodes *à circuit ouvert*.

Malgré la propriété qu'elle a de donner le *volt*, je ne préfère pas la dissolution de sulfate de zinc, parce que ce sel est toujours plus ou moins acide, et ces variations d'acidité de la liqueur peuvent inspirer des doutes sur la valeur exacte de la force électro-

---

(¹) Résumé d'une Communication faite à la *Société française de Physique*, dans la séance du 16 novembre 1883.

motrice du couple. J'ai d'ailleurs remarqué que le zinc *ordinaire* donne partout des résultats plus variables que le zinc *amalgamé*.

Le liquide que j'ai choisi, au moins provisoirement, est la dissolution de *sel marin*. Ce sel étant un produit comestible, on est sûr de l'obtenir toujours neutre. On fait dissoudre 200 parties de sel dans 1000 parties d'eau et l'on filtre la dissolution sur du papier.

La force électromotrice du couple zinc *amalgamé*-cuivre-eau salée est $0^{\text{volt}},82$ entre $+5^{\circ}$C. et $+40^{\circ}$C.

Sa résistance est 1 à 2 ohms, valeur négligeable devant les résistances de 1000 à 20000 ohms qu'on peut donner aux circuits galvanométriques.

Fermé sur une résistance de 820 ohms seulement, l'étalon perd moins de $\frac{1}{100}$ de sa force en une heure. On peut donc admettre qu'il ne varie pas sur un circuit très résistant, pendant le peu de minutes nécessaire à une lecture. Il se prête aussi aux mesures par les méthodes galvanométriques; il peut, *a fortiori*, servir aux mesures par l'électromètre ou par le condensateur.

La constance relative de ce couple s'explique aisément. Quand l'intensité du courant est très faible, la formation des produits d'oxydation, par l'action de l'air, sur la surface considérable du cuivre, l'emporte sur l'action réductrice de l'électrolyse et maintient la force électromotrice à sa valeur maxima. La très petite quantité de zinc dissoute pendant le travail ne modifie guère la composition du liquide dont le volume est relativement grand.

Quand la lecture est faite, on met l'appareil dans la position du repos, en soulevant son zinc hors du liquide; il reste ainsi indéfiniment semblable à lui-même, toujours prêt à témoigner dans une mesure de potentiel.

SUR LA THÉORIE CHIMIQUE DES ACCUMULATEURS;

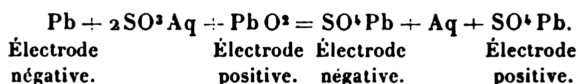
PAR M. EMILE REYNIER.

Les travaux de MM. Gladstone et Tribe sur la chimie des accumulateurs du genre Planté, les constatations de M. E. Frankland

---

(1) Résumé d'une Communication faite à la *Société française de Physique*, dans la séance du 4 avril 1884.

et mes propres observations m'ont conduit à admettre que les réactions chimiques correspondant à la *décharge* dans les accumulateurs du genre Planté comportent une sulfatation des deux électrodes :



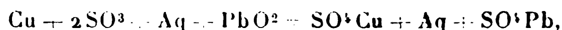
$$\underset{\text{Électrode négative.}}{Pb} + 2SO^3Aq + \underset{\text{Électrode positive.}}{PbO^2} = \underset{\text{Électrode négative.}}{SO^4Pb} + Aq + \underset{\text{Électrode positive.}}{SO^4Pb}.$$

La *charge* de l'accumulateur produirait les réactions inverses.

Les accumulateurs au *cuivre* et au *zinc*, dont le fonctionnement chimique est analogue à celui des accumulateurs Planté, apportent un argument pressant à la théorie de la double sulfatation.

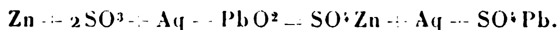
Ces accumulateurs consistent, comme l'on sait, en un positif Planté à grande surface, mis en présence d'une lame de cuivre ou de zinc, dans de l'eau acidulée sulfurique tenant en dissolution du sulfate du métal négatif (*fig.* 1). Les équations chimiques de la décharge peuvent, selon moi, être formulées ainsi :

Pour l'accumulateur au cuivre,



$$Cu + 2SO^3 + Aq + PbO^2 = SO^4Cu + Aq + SO^4Pb,$$

et pour l'accumulateur au zinc,



$$Zn + 2SO^3 + Aq + PbO^2 = SO^4Zn + Aq + SO^4Pb.$$

Ici, la sulfatation de l'électrode négative est évidente, et l'analogie des actions chimiques entre les accumulateurs et les piles primaires s'impose.

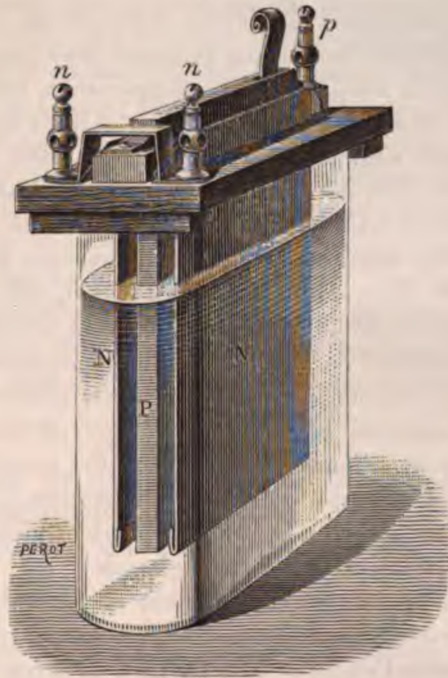
L'analogie va jusqu'à la similitude pour l'accumulateur au zinc qui reconstitue, sauf la forme et le mode de construction, l'ancienne pile au peroxyde de plomb inventée par de La Rive.

L'accumulateur au zinc est, à la vérité, plus énergique et plus constant que la pile du savant genevois ; sa supériorité vient de la suppression du vase poreux et du contact plus étendu et plus intime du peroxyde sur l'électrode. Mais, au point de vue théorique, le nouvel accumulateur au zinc n'est qu'une ancienne pile améliorée, et l'ancienne pile de La Rive est un accumulateur, car elle est régénérable par électrolyse.

Les piles secondaires sont des piles. Or la sulfatation du zinc

dans les couples primaires est certaine ; on sait, depuis les travaux de Favre, que cette sulfatation est électrolytique et non locale, car les calories correspondantes peuvent être récupérées dans le circuit extérieur.

Fig. 1.



De même, le plomb négatif doit être sulfaté dans les accumulateurs du genre Planté, et c'est l'insolubilité du sulfate de plomb qui oblige à donner une structure poreuse à leur électrode négative ; tandis que dans ceux au zinc ou au cuivre la porosité n'est utile que du côté positif.

Les équations thermochimiques qui pourraient contrôler et compléter les équations ne peuvent être posées, quant à présent, parce que la chaleur de formation du peroxyde de plomb n'est pas encore connue. En attendant cette vérification, la formation électrolytique des sulfates, dans les trois systèmes d'accumulateurs étudiés, me semble établie avec un haut degré de probabilité.

E. WARBURG. — Ueber die Elektrolyse des festen Glases (Sur l'électrolyse du verre solide); *Berichte über die Verhandlungen der naturforschenden Gesellschaft zu Freiburg, i. B.*, VIII, 2.

M. Warburg employait une étuve à air formée d'une double enveloppe métallique chauffée par plusieurs becs Bunsen et munie d'un régulateur de température. La température, voisine ordinairement de 300°, était donnée par un thermomètre à air et ne variait que de quantités négligeables. L'expérience était faite sur des tubes à essai en verre de Thuringe relativement bon conducteur, dont les deux faces étaient en contact avec des masses de mercure.

Buff avait déjà observé qu'à ces températures le courant qui traverse le verre dévie d'abord fortement l'aiguille du galvanomètre, mais que bientôt la déviation diminue et devient à peu près nulle. Il avait attribué ce phénomène à la polarisation développée à la surface. M. Warburg a observé le même phénomène et a vu l'intensité du courant, au bout d'une heure, devenir mille fois plus petite avec 30 éléments Bunsen. Un effet aussi considérable ne paraît pas pouvoir être attribué à la polarisation. L'auteur pense qu'il est dû à la formation sur l'anode d'une couche isolante de silice due à l'électrolyse du silicate de soude.

Si cette hypothèse est vraie, la couche siliceuse doit constituer la lame isolante d'un condensateur dont les armatures sont, d'une part, le mercure de l'anode et, d'autre part, le verre. M. Warburg charge ce condensateur avec une pile de 5 à 20 éléments Bunsen, puis, par un commutateur, il supprime brusquement un nombre déterminé d'éléments. Il se produit un courant de décharge qu'on mesure par l'impulsion communiquée à l'aiguille d'un galvanomètre. Ce courant a été trouvé proportionnel à la force électromotrice supprimée et indépendant de celle qui reste dans le circuit. Ce résultat caractérise bien un condensateur de capacité constante et indépendante de la force électromotrice employée.

Si cette expérience est faite à une température notablement supérieure à 200°, la couche siliceuse prend une conductibilité sensible et les effets de cette conductibilité compliquent ceux de la charge et de la décharge. Si alors on laisse dans le circuit des forces électromotrices déterminées, l'aiguille prend des positions

d'équilibre correspondantes dont l'observation permet d'éliminer l'influence de la conductibilité. Si, au contraire, la température s'abaisse, la décharge, d'abord oscillatoire, devient apériodique, puis de plus en plus lente; enfin l'impulsion change de caractère, parce que la masse du verre est à son tour trop peu conductrice.

De l'ensemble des expériences, M. Warburg a déduit pour la capacité de la couche siliceuse, par centimètre carré, 0,0221 microfarads, dans un des échantillons observés. Cette couche s'était formée par le courant de 30 éléments Bunsen. Si l'on applique à sa formation une force électromotrice plus faible, on obtient une couche moins épaisse d'une capacité plus grande. Cette capacité dépend aussi du temps pendant lequel le courant a passé; mais elle est à peu près indépendante de l'épaisseur du verre. On voit que les capacités observées sont beaucoup plus petites que les capacités de polarisation et ne changent pas comme elles avec la force électromotrice. L'épaisseur de la couche peut se déduire de sa capacité : dans le cas précédent, elle est

$$4^{cm},71 \times 10^{-6}.$$

La présence de la couche siliceuse fait disparaître en grande partie la propriété que possède le verre d'acquérir une conductibilité superficielle par le dépôt de l'humidité de l'air. On peut se servir de ce procédé pour rendre des tubes de verre parfaitement isolants.

La présence de la couche siliceuse peut encore être révélée par les couleurs des lames minces auxquelles elle donne naissance et qui permettent d'en mesurer l'épaisseur.

La couche adhère fortement au verre; on ne peut l'enlever que par un séjour prolongé dans une dissolution chaude de potasse.

Aux températures élevées, la conductibilité de cette couche se manifeste; elle paraît croître avec la force électromotrice qu'on fait agir. L'auteur attribue ce résultat à l'élévation de température due au passage du courant.

Quand on remplace le mercure de l'anode par un amalgame contenant $\frac{1}{2}$ à 1 pour 100 de sodium, il ne se produit plus de couche siliceuse. Il est à remarquer que l'amalgame de potassium ne donne pas le même résultat. En employant l'amalgame de sodium, on peut mesurer l'électrolyse en intercalant dans le circuit

un voltamètre à argent de Poggendorff ou un voltamètre à eau d'Hoffmann. Les résultats se sont trouvés toujours concordants.

On a reconnu que, dans ces conditions, le passage du courant n'altère ni le poids, ni le volume, ni les propriétés optiques et chimiques du verre. Le verre emprunte à l'amalgame un poids de sodium égal à celui qu'il cède au mercure du cathode. L'analyse montre, en effet, que le métal éliminé au pôle négatif est du sodium mêlé de 6 à 7 millièmes de potassium. On reconnaît, d'autre part, en mettant l'anode à l'extérieur et en pesant le verre avec le mercure qu'il contient, un accroissement de poids proportionnel à celui de l'argent déposé. Le silicate de soude semble donc être l'élément décomposable, le reste se comportant comme un dissolvant.

Il semble, d'après ces résultats, que dans l'électrolyse du verre l'anion SiO^3 reste sensiblement en place; le sodium seul paraît se déplacer, celui de l'anode entrant peu à peu dans le verre, tandis qu'une quantité équivalente pénètre du verre dans le cathode. La reformation du silicate à l'anode serait donc intimement liée au déplacement du sodium, c'est-à-dire au passage du courant, et ne constituerait pas un phénomène secondaire.

FOUSSEREAU.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE.

Section de Physique. — Tome XV; 1883.

N. HESEHUS. — Sur le calorimètre à air, p. 10-15.

L'auteur propose de substituer l'air au mercure dans un calorimètre semblable à celui de Favre et Silbermann.

La méthode comparative qu'il propose assure la proportionnalité des chaleurs spécifiques cherchées aux déplacements observés de l'index, de sorte que l'observation et le calcul sont de la plus grande simplicité.

W. PREOBRAGENSKI. — Sur un calorimètre différentiel à air, p. 67-70.

La Note précédente de M. Hesehus amène l'auteur à proposer un calorimètre différentiel, ayant la forme d'un grand thermomètre de Leslie, dont les deux réservoirs sont munis de moufles rentrants, semblables à ceux du calorimètre de Favre et Silbermann.

Les indications de l'instrument sont, il est vrai, indépendantes de la pression atmosphérique; mais la méthode proposée est incommode et peu pratique.

A. NADEJDINE. — Sur la température critique des isomères et des corps appartenant à des séries homologues, p. 25-29.

En continuant ses recherches (¹), l'auteur a déterminé les températures d'ébullition et d'ébullition absolue des corps suivants :

	Températures d'ébullition.	Températures d'ébullition absolue.
Propylène CH^3, $CH:CH^2$ (Beilstein)............		93°,0C
» » » (Berthelot et Lucas)...	»	90,2C
Éther méthylique CH^3O, CH^3 (Erlenmeyer)......	— 23,6C	129,6C
Éther méthyléthylique CH^3O. C^2H^5............	11,2C	167,6C 1re série 167,8C 2e série
Isobutylène $(CH^3)^2C$, CH^2.....................	— 6,0C	150,7C
Alcool propylique normal......................	97,3C	254,2C

Ces nombres, confrontés avec d'autres déjà connus, confirment de nouveau les deux hypothèses énoncées par l'auteur en 1880, et formulées depuis par M. Pawlewsky de la manière suivante : 1° Les températures critiques des homologues diffèrent de leurs températures d'ébullition d'une quantité constante; 2° la température critique des éthers isomères est sensiblement la même.

Le Tableau suivant montre clairement le degré d'approximation des lois énoncées :

(¹) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 584.

Noms des corps.	Température d'ébullition.	Température critique.	Différences.
Alcool éthylique } C^2H^6O	$t =$ 78°,3	$T =$ 234°,3	$t - t' =$ 101°,9
Éther méthylique } C^2H^6O	$t' = -$ 23,6	$T' =$ 129,6	$T - T' =$ 104,7
Alcool propylique normal } C^3H^8O ...	$t =$ 97,3	$T =$ 254,2	$t - t' =$ 86,2
Éther méthyléthylique } C^3H^8O	$t' =$ 11,1	$T' =$ 167,7	$T - T' =$ 86,5
Chlorure de méthylène CH^2Cl^2	$t =$ 41,1	$T =$ 245,2	$T - t =$ 204,1
» d'éthylène $C^2H^4Cl^2$	$t =$ 85,1	$T =$ 289,3	$T - t =$ 204,2
Isobutylène C^4H^8	$t = -$ 6,0	$T =$ 150,7	$T - t =$ 156,7
Isoamylène C^5H^4	$t =$ 35,0	$T =$ 191,6	$T - t =$ 156,6
Alcool éthylique C^2H^6O	$t =$ 78,3	$T =$ 234,3	$T - t =$ 156,0
» propylique normal C^3H^8O	$t =$ 97,3	$T =$ 254,2	$T - t =$ 156,9
» isobutylique $C^4H^{10}O$	$t =$ 107,2	$T =$ 265,0	$T - t =$ 157,8

B. SRESNEWSKY. — Nouvelles applications du théorème de Carnot, p. 39-53.

En discutant les lois de l'absorption de la chaleur pendant la dissolution des sels, M. Kirchhoff a donné l'expression approximative suivante de la chaleur Q, absorbée par l'unité de poids du liquide :

$$Q = \frac{RT^2}{J} \frac{d}{dT} \log \text{nat.} \frac{\mu}{f}.$$

R est ici une constante, μ représente la tension maximum de la vapeur de la dissolution et f celle du liquide, toutes deux évaluées à la température absolue T. Le raisonnement de M. Kirchhoff ayant été depuis mis en doute par M. Wüllner, M. Sresnewsky a cherché à déduire la même formule en appliquant directement le cycle de Carnot à l'unité de poids d'un mélange de sel, de sa dissolution saturée et de la vapeur du dissolvant. En faisant subir au mélange des variations de volume isothermiques aux températures T et T — dT, et deux variations adiabatiques, l'auteur parvient à l'expression

$$\frac{1}{J}\left(\frac{\sigma - S}{n} + S - s\right)\frac{d\mu}{dT} = \frac{r}{T},$$

où S, s et σ sont les volumes de l'unité de poids de la vapeur de la

dissolution et du sel, r représente la chaleur latente d'évaporation de la solution saturée. Si l'on néglige les volumes spécifiques du sel et du liquide en comparaison de celui de la vapeur, on a

$$r = \frac{T}{J} S \frac{n-1}{n} \frac{d\mu}{dT}.$$

Par conséquent, la chaleur latente d'évaporation rapportée à l'unité de poids de la vapeur s'exprime par

$$s = \frac{T}{J} S \frac{d\mu}{dT}.$$

Cela posé, l'auteur déduit la formule de Kirchhoff de la manière suivante : la somme de la quantité de chaleur Q, absorbée pendant la saturation de l'unité de poids du liquide par la quantité nécessaire de sel et de la quantité de chaleur r' qu'il faut employer pour obtenir l'unité de poids de vapeur par l'évaporation de la dissolution, exprime l'accroissement de l'énergie pendant la formation de la vapeur de tension μ par l'évaporation de la solution saturée. Cette somme peut être considérée comme égale à la chaleur latente r d'évaporation du liquide pur, si l'on néglige l'accroissement d'énergie intérieure employée à porter la tension de la vapeur de μ à f, c'est-à-dire si l'on suppose que la vapeur suit la loi de Mariotte; de là

$$Q = \frac{T}{J}\left(S_\mu \frac{d\mu}{dT} + S_f \frac{df}{dT}\right).$$

Mais, d'après la loi de Mariotte,

$$fS_f = \mu S_\mu = RT,$$

par conséquent

$$Q = \frac{RT^2}{J}\left(\frac{1}{\mu}\frac{d\mu}{dT} - \frac{1}{f}\frac{df}{dT}\right) = \frac{RT^2}{J}\frac{d}{dT}\left(\log \text{nat.} \frac{\mu}{f}\right).$$

On sait que la tension de vapeur à la surface courbe d'une petite goutte d'un liquide est autre qu'à la surface plane du même liquide; par conséquent, l'auteur considère le liquide en forme de gouttes sphériques comme étant dans une condition particulière, et pense que l'on peut appliquer à la chaleur latente de tension

superficielle λ la même formule de Kirchhoff

$$\lambda = \frac{RT^2}{J}\frac{d}{dT}\left(\log \text{nat.} \frac{\mu}{f}\right),$$

en déterminant les tensions μ et f d'après la formule de Thomson

$$\mu - f = -\frac{a^2}{2Sf}\left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{\rho'}\right);$$

où a est la constante capillaire, et ρ, ρ' les rayons de courbure de la surface de la goutte. Après quelques transformations, l'auteur obtient la formule

$$\lambda J = \frac{a^2}{2}(1 + \alpha T)\left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{\rho'}\right).$$

Ici α est le coefficient angulaire de l'expression de la constante capillaire en fonction de la température donnée par Frankenheim. Pour l'eau en forme de gouttes de 1^{mm} de rayon et à $0°$, cette formule donne

$$\lambda = 0{,}000055.$$

N. SLOUGUINOFF. — Sur une transformation algébrique et ses applications à la Physique mathématique, p. 75-91.

Après avoir donné une démonstration de l'identité

$$(\Sigma a_i x_i^2)\Sigma a_i = (\Sigma a_i x_i)^2 + \Sigma a_i a_k (x_i - x_k)^2,$$

l'auteur en tire quelques corollaires et en expose l'application à la démonstration de certaines formules de Physique.

Il démontre, par exemple, les formules de Lagrange relatives au mouvement du centre d'inertie, l'expression générale de la perte de la force vive pendant le choc des corps solides et celle de la perte d'énergie électrique résultant de la réunion de condensateurs chargés séparément.

La même transformation est employée ensuite par l'auteur pour démontrer la relation suivante : « La force moyenne d'un courant

alternatif obtenue à l'aide du dynamomètre est plus grande que celle donnée par un voltamètre. »

La discussion des conséquences de cette relation conduit l'auteur à critiquer quelques conclusions de Weber et de Riecke.

M. MERTCHING. — Sur les propriétés focales des réseaux de diffraction ([1]), p. 92-102.

M. Cornu a résolu le problème pour le cas de l'incidence normale, mais il a laissé de côté le cas plus complexe de l'incidence oblique. L'auteur s'est proposé de déterminer expérimentalement, pour la lumière monochromatique du sodium, les distances focales d'un réseau à réflexion de Rutherfurd, de 17296 traits au pouce anglais, pour des incidences variables. Dans les spectres du premier et du second ordre, les variations des distances focales des images, situées à droite de l'image réfléchie de la fente, n'étaient pas considérables, mais celles de gauche ont donné des variations beaucoup plus grandes et de signe contraire. Les résultats ont été représentés graphiquement : l'auteur pense que les courbes représentant la distance focale en fonction de l'angle de déviation du rayon sont du genre des hyperboles du deuxième degré.

N. HESEHUS. — Sur les propriétés exceptionnelles du caoutchouc, p. 103-106.

M. Govi a proposé en 1867 l'hypothèse suivante, bien simple, pour expliquer la contraction par l'effet de l'échauffement du caoutchouc étiré. Le microscope montre que la masse de caoutchouc est pleine de pores sphériques, remplis de gaz. Quand le caoutchouc est étiré, les pores sphériques s'allongent; si on l'échauffe, le gaz contenu dans les pores se dilate plus que la matière, tend à rendre la forme sphérique aux cavités ellipsoïdales et raccourcit le

---

([1]) Thèse proposée aux étudiants de l'Université de Varsovie par M. le professeur Egorof; le prix a été adjugé à l'auteur.

caoutchouc par cela même. La théorie de M. Govi a été l'objet de diverses critiques, malgré sa simplicité ; par conséquent M. Heschus a cherché une expérience qui puisse trancher la question. En effet, dans l'hypothèse de Govi, le gaz doit produire son action par la variation de sa tension par rapport à la pression des forces moléculaires et de l'atmosphère environnante. Si l'on place le caoutchouc, tendu par un poids, sous la cloche de la machine pneumatique et que l'on fasse le vide, on doit s'attendre à voir la longueur du caoutchouc diminuer. L'expérience ne confirme pas cette prévision, le caoutchouc ne change pas de longueur d'une manière appréciable au cathétomètre, pas même pendant la rentrée brusque de l'air.

TH. PETROUCHEWSKY. — **Méthode pour déterminer la teinte moyenne d'une surface multicolore, p. 118-122.**

Il est intéressant de pouvoir déterminer la teinte moyenne d'un tableau coloré, car tous les peintres conviennent que les teintes « chaudes » d'un tableau doivent prévaloir sur les teintes « froides », mais il n'existe pas encore de loi précise sur cette matière, et l'on n'a pas même étudié sous ce rapport les œuvres des grands maîtres, faute de méthode appropriée à ce but. L'appareil de l'auteur est formé d'un objectif achromatique de $0^m,20$ de distance focale et d'un oculaire de $0^m,02$ de distance focale. A la place du cercle de Ramsden, où tous les rayons émanant de l'objet sur lequel la lunette est braquée se trouvent mélangés, une petite glace dépolie est disposée au foyer d'une loupe de faible grossissement. Un petit segment de l'objectif est couvert d'un morceau de carton blanc, placé obliquement à l'axe, de manière à réfléchir la lumière diffuse sur cette partie de l'objectif. Si l'on braque l'appareil sur un tableau, on voit un petit cercle divisé en deux segments : le plus grand présente la teinte moyenne du tableau et le petit est blanc, pour servir de terme de comparaison. Il est essentiel de recouvrir les bords du tableau d'un écran noir pour intercepter la lumière étrangère ; pour le même but, on place au foyer de l'objectif un écran à ouverture rectangulaire mobile, dont on peut régler la

position et la grandeur pour qu'il encadre l'image du tableau. L'auteur a déjà fait quelques observations provisoires; les teintes moyennes trouvées sont du gris rougeâtre ou jaunâtre pour quelques tableaux, et du gris tirant sur le vert ou le bleu, pour d'autres.

N. HESEHUS. — Sur la cause et les lois du changement de la résistance galvanique du sélénium par l'action de la lumière, p. 123-132, 149-162 et 201-207.

Dans son premier Mémoire, l'auteur démontre, par une série d'expériences, que la lumière produit dans le sélénium une action résiduelle soumise à des lois analogues à celles de l'élasticité résiduelle et des phénomènes de même genre ([1]). En observant de 20^s en 20^s l'intensité du courant passant par un photophone à sélénium pendant l'action de la lumière diffuse et immédiatement après, l'auteur a constaté que le maximum de conductibilité est atteint en 40^s à 60^s, mais que son décroissement dure 180^s et plus. Les courbes exprimant les variations de la déviation du miroir du galvanomètre ont la même forme que celles qui se rapportent à la phosphorescence, à l'élasticité résiduelle, etc. La courbe relative à l'action de la lumière est identique dans son commencement à celle de la réaction, mais plus tard elles se séparent notablement. C'est à cause de cela que MM. Bellati et Romanese ([2]) sont arrivés à une conclusion contraire : l'action et la réaction variant d'une même quantité dans le même sens quand on fait varier la durée très courte des périodes d'exposition intermittente du sélénium, l'action galvanométrique observée, proportionnelle à leur différence, ne change pas de valeur. L'action plus prolongée d'une lumière d'intensité constante produit un effet résiduel plus fort, demandant un temps plus long pour s'évanouir. Si l'on fait tomber sur le sélénium une lumière faible avant que l'action résiduelle d'une lumière plus forte ait disparu, le courant continue à diminuer encore quelque temps pour commencer à croître ensuite, de

---

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. II, p. 581

([2]) *Ibid.*, t. II, p. 518.

même que dans le cas de l'élasticité résiduelle complexe. Enfin, chaque coup léger qu'on donne au photophone produit une petite accélération brusque dans le mouvement rétrograde de l'index du galvanomètre.

Le deuxième Mémoire contient un essai d'explication de l'action de la lumière sur le sélénium, et le troisième l'exposition des expériences faites pour vérifier les résultats obtenus. Siemens a trouvé que la conductibilité du sélénium, chauffé pendant longtemps à 200°C., devient 20 à 30 fois plus grande, mais qu'elle diminue par l'élévation de la température, comme celle des métaux. Ce troisième état allotropique du sélénium, qu'on pourrait nommer « état métallique », n'est pas stable aux températures basses, mais le changement ne s'effectue pas d'une manière complète : une partie de sélénium métallique continue d'exister, même à la température de l'air, après être entrée dans une sorte de combinaison avec le sélénium d'état différent. Cela posé, il est évident que les rayons de la lumière, tombant sur le sélénium ainsi préparé, commencent par échauffer les molécules superficielles. Une fois la température de la dissociation allotropique atteinte, toute l'énergie calorifique est employée à « produire l'état métallique »; la conductibilité augmente par conséquent, pour diminuer ensuite, quand le changement des molécules superficielles est accompli et qu'elles continuent à s'échauffer. Or Siemens a observé en effet une telle allure du phénomène pour son sélénium « métallique ».

L'auteur va plus loin dans sa théorie : en admettant qu'une quantité q d'énergie radiante tombe sur une face d'un cube de sélénium, de volume égal à l'unité, disposé à la distance x de la surface extérieure; qu'une fraction α de cette quantité passe à travers l'unité d'épaisseur de la matière; qu'une quantité q_1 d'énergie radiante est nécessaire pour soutenir l'état de dissociation d'une unité de volume de sélénium, il établit l'équation suivante :

$$\frac{dq}{dx}\partial x = -q \log\alpha\, dx + q_1\, dx,$$

dont l'intégrale est

$$q \log\alpha - q_1 = C\alpha^x.$$

Après avoir déterminé la constante C en introduisant la quantité

d'énergie Q tombant sur la surface et l'épaisseur n de la couche de sélénium dissocié, on obtient l'équation

$$Q = \frac{q_1}{\log \alpha}(1 - \alpha^{-n}).$$

La quantité d'énergie radiante étant proportionnelle, d'après M. Helmholtz, au carré de l'amplitude a des oscillations de la particule d'éther, c'est-à-dire à l'intensité de la lumière I, on peut écrire

$$I = a(\alpha^{-m} - 1).$$

Ici m représente la conductibilité de la couche de sélénium, laquelle est proportionnelle à l'épaisseur de la couche dissociée. En discutant cette formule, l'auteur trouve que, pour une lumière très intense, quand l'épaisseur n atteint son maximum et devient constante, l'intensité de la lumière est proportionnelle à l'épaisseur de la couche dissociée, c'est-à-dire à la conductibilité de l'appareil. Pour les intensités moyennes, elle est proportionnelle au carré de cette conductibilité (conformément à la loi empirique d'Adams), et pour les intensités faibles elle change encore plus vite. Quelques séries d'expériences, avec la lumière du gaz, la lumière Drummond et la lumière électrique, confirment les déductions de l'auteur.

P. BAKMETIEFF. — Sur la relation entre le moment magnétique d'un faisceau de fils de fer, sa masse et le diamètre des fils constituants, p. 142-146.

On a maintes fois comparé le moment magnétique d'un faisceau à celui d'un cylindre massif, mais l'influence du diamètre des fils n'a pas encore été étudiée. L'auteur remplissait de fils de fer ayant 1^{mm}, 2^{mm} et 5^{mm} de diamètre, le vide d'une bobine cylindrique de 148^{mm} de longueur et de $32^{mm},2$ de diamètre intérieur, et les magnétisait par des courants plus ou moins intenses. Le moment magnétique du faisceau des fils les plus fins, ainsi que son magnétisme spécifique, dépassait notablement ceux des deux autres, particulièrement pour les courants magnétisants intenses. Mais, quand, au lieu de remplir tout l'espace libre de la bobine,

l'auteur ne mettait qu'une couche annulaire de fils de fer, le magnétisme spécifique des fils fins devenait pour le même courant plusieurs fois plus grand que celui des fils plus forts.

P. BAKMETIEFF. — Note sur les tuyaux d'orgue, p. 166-168.

Le courant d'air de la soufflerie passant par la lumière de l'embouchure est divisé par le biseau; la partie qui se dissipe ordinairement dans l'air ambiant pourrait faire parler un autre tuyau identique, disposé symétriquement par rapport au biseau. L'auteur a expérimenté, à l'aide des flammes de Kœnig, avec deux tuyaux de ce genre : la cloison formant le biseau était placée au milieu de la longueur de l'un, de sorte qu'on insufflait l'air de côté, et dans l'autre le prolongement du biseau formait la cloison longitudinale séparant les deux tuyaux accouplés. Les lois de Bernoulli s'appliquent bien aux deux cas étudiés.

P. BAKMETIEFF. — Sur quelques phénomènes du magnétisme rémanent, p. 173-200.

D'après Auerbach, un cylindre de fer exempt de tout magnétisme reçoit d'une force magnétisante le moment magnétique normal, correspondant à cette force. Il a pour mesure le courant induit pendant son apparition. Mais cette règle ne s'applique plus au fer doué déjà de magnétisme rémanent. Les expériences de l'auteur montrent que, pour des électro-aimants non fermés, le magnétisme normal a pour mesure la moyenne arithmétique des intensités I et i des deux courants induits, obtenus en fermant le circuit magnétisant direct et inverse, c'est-à-dire $\frac{I+i}{2}$. Pour un électro-aimant circulaire fermé, le magnétisme normal a pour mesure $\frac{2I+i}{2}$.

N. SLOUGUINOFF. — Sur les phénomènes lumineux accompagnant l'électrolyse, p. 232-292 (¹).

Si l'on électrolyse l'eau acidulée par un courant assez intense (de 1^{amp} à 5^{amp}), à l'aide de deux électrodes en fil de platine, et que l'on ferme le courant en immergeant le cathode de quelques millimètres seulement, on voit apparaître une lumière verdâtre au cathode, le dégagement des gaz devient tumultueux, le platine et le liquide s'échauffent et la force du courant diminue beaucoup. Si l'on rend le courant suffisamment intense, le bruit cesse tout à coup, la lumière devient plus forte, et le liquide, à l'état sphéroïdal, s'écarte du cathode en formant tout autour une sorte d'entonnoir. Pendant la durée du phénomène, les gaz se dégagent normalement sur l'anode ; mais, si l'on en diminue la surface immergée, les rôles changent, si toutefois le courant est assez intense.

L'auteur a cherché les conditions qui déterminent la production de cette sorte d'électrolyse anomale, ses causes et les effets qu'elle produit. Quand le platine du cathode vient à fermer le circuit par son contact avec le liquide, l'élévation de température au point de contact peut devenir assez grande pour évaporer les particules les plus proches du liquide de manière à interrompre de nouveau le courant. L'extra-courant augmente l'effet qui se reproduit au moment suivant quand le liquide, rejeté par la vapeur formée, revient en contact avec le cathode, de sorte que les intermittences du courant se reproduisent indéfiniment. Une intensité plus grande du courant produit un véritable état sphéroïdal stable. L'expérience a fourni à l'auteur une série de faits complètement concordants avec cette explication. En voici les principaux : un téléphone, placé dans une branche du courant principal, ou dans le circuit secondaire d'une bobine Ruhmkorff introduite dans le circuit principal, donne un son plus ou moins fort pendant l'électrolyse anomale bruyante, mais ce son devient à peine perceptible pendant la durée de l'état sphéroïdal.

L'introduction d'une bobine dans le circuit principal, ainsi que celle d'un noyau en fer dans cette bobine, augmentent l'intensité

(¹) Thèse de doctorat.

du son, tout en faisant baisser le ton; les extra-courants, renforcés par la bobine, permettent au phénomène d'avoir lieu avec un nombre d'éléments moindre. Le miroir tournant de Kœnig décompose la lumière de l'électrode en une série d'étincelles; la configuration de l'image montre que les étincelles se succèdent autour de l'électrode le long d'une trajectoire ayant la forme d'une spirale. L'électrode lumineuse se désagrège bien vite; le liquide contient après l'expérience une poudre noire qui se trouve être du noir de platine. Le spectre de la lumière du cathode est un spectre continu; pour des extra-courants très intenses, on y voit quelques lignes du platine et les traces du spectre de l'hydrogène. Si l'on prend pour l'électrolyte une solution de chlorure de platine, d'or ou d'argent (dans de l'acide chlorhydrique), on obtient une lumière très vive, produite par l'incandescence de la poudre du métal réduit, qu'on retrouve après l'expérience en suspension dans le liquide.

A. SOKOLOFF. — Sur la théorie des réseaux tracés sur des surfaces courbes, p. 297-309.

L'auteur applique les formules de diffraction de Fresnel au cas des réseaux courbes, et en déduit comme cas particuliers ceux des réseaux cylindriques et sphériques.

Extraits des procès-verbaux des séances de la Section de Physique de la Société physico-chimique russe (de 1883).

M. Kowalsky présente quelques appareils de démonstration, dont le plus remarquable est destiné aux écoles qui n'ont pas de moyens pour l'acquisition d'une machine pneumatique; il consiste en un petit ballon de caoutchouc, attaché au bout d'un tube de verre et introduit dans un grand flacon. Le bouchon qui porte ce tube, laisse passer un autre tube recourbé, à l'aide duquel on peut insuffler ou aspirer l'air par la bouche. La variation de la quantité d'air contenu dans le flacon produit une variation de sa tension que le volume du ballon accuse d'une manière évidente. L'intérieur

du ballon peut communiquer avec l'atmosphère ou avec un autre flacon fermé.

M. Sresnewsky remarque que l'une des causes principales de la variation de longueur du cheveu de l'hygromètre de Saussure doit être la tension superficielle des ménisques des gouttelettes d'eau contenues dans ses pores. Cette cause n'étant pas encore introduite dans l'étude du fonctionnement de cet instrument, M. Sresnewsky insiste sur la nécessité de reprendre cette étude de nouveau.

M. Kapoustine applique son appareil pour la mesure des dilatations (1) à la démonstration de la dilatation du fer par l'aimantation. L'action du courant magnétisant est accusée par un déplacement bien visible de l'index lumineux sur le plafond de l'amphithéâtre.

M. Hamantoff expose, au nom de M. Egoroff, les expériences qu'ils ont faites ensemble au cabinet de Physique de l'Université de Saint-Pétersbourg pendant l'été de 1883, sur l'absorption de la lumière par une couche d'oxygène sec de 20^m de longueur. A 8^{atm} de pression les lignes A et B de Fraunhofer sont clairement visibles dans le spectre de la lumière Drummond. L'expérience même a été répétée devant la Société le 27 décembre 1883.

M. Lermantoff remarque que l'on commet ordinairement une faute de raisonnement en expliquant la manière de placer verticalement un axe à l'aide du niveau et de trois vis calantes. Supposons que les vis calantes reposent sur un plan rigoureusement horizontal; dans ce cas, en faisant tourner une d'elles, on fait tourner l'instrument entier autour de l'horizontale qui passe par les extrémités des deux autres. Si l'axe de l'instrument est déjà amené dans un plan vertical perpendiculaire à cette ligne, il n'en sortira pas pendant la rotation, et le raisonnement habituel sera rigoureusement applicable. Mais, d'ordinaire, la surface sur laquelle sont posées les vis calantes est loin d'être horizontale, de sorte que l'axe de l'instrument, amené dans un plan vertical, est par cela même nécessairement incliné sur la ligne passant par les pointes des deux vis; par conséquent, cet axe décrira une surface conique pendant l'action de la troisième vis calante, et le réglage dans le

(1) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 576.

deuxième azimut détruira le réglage précédent, accident qui arrive souvent, si les corrections demandent de forts déplacements de la bulle du niveau, mais que l'on attribue tout bonnement à l'imperfection de l'instrument. WOLDEMAR LERMANTOFF.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome VIII. — Septembre 1884.

G.-D. LIVEING et J. DEWAR. — *Sur les lignes spectrales des métaux produites à l'aide de l'explosion d'un gaz*, p. 161.

H.-W. HERTZ. — *Éléments normaux pour la mesure des forces électromotrices*, p. 173.

W.-W.-J. NICOL. — *Volumes moléculaires des solutions salines*; 2e Partie : *Eau de cristallisation*, p. 179.

TH. CARNELLY. — *La loi de périodicité et les éléments qu'on rencontre dans la nature*, p. 194.

EDGEWORTH. — *Probabilités* a priori, p. 204.

J. DEWAR. — *Liquéfaction de l'oxygène et volumes critiques des fluides*, p. 210.

C.-V. BOYS. — *Un phénomène magnéto-électrique*, p. 216.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XXIII, n° 9, 1884.

W.-C. RÖNTGEN. — *Nouvelles recherches sur l'absorption de la chaleur par la vapeur d'eau*, p. 1.

O. LUMMER. — *Nouveau phénomène d'interférences produit par des glaces à faces parallèles; méthode pour vérifier le parallélisme de ces faces*, p. 49.

H. HERTZ. — *Relations entre les équations fondamentales de l'électrodynamique d'après Maxwell et les équations qu'on peut leur opposer*, p. 84.

W. WOIGT. — *Théorie des milieux absorbants isotropes et en particulier théorie des propriétés optiques des métaux*, p. 104.

J.-J. WEYRAUCH. — *Méthode simple pour déterminer la vitesse du son*, p. 147.

C. BAUR. — *Contributions à l'acoustique expérimentale*, p. 150.

C.-L.-R.-E. MENGES. — *Appareil pour interrompre les courants dans une atmosphère d'hydrogène.*

A. LEHNEBACH. — *Appareil pour produire des ondes stationnaires sur des fils*, p. 157.

W. VOIGT. — *Rectification à la réponse de M. E. Ketteler*, p. 159.

SUR L'HYGROMÉTRIE;

Par M. J. JAMIN.

M. Mascart publie, tous les ans, dans les *Annales du Bureau météorologique de France,* les observations effectuées dans près de cent stations réparties sur la surface entière du pays, et il en est de même dans tous les États européens. Ce sont des documents très précieux qui recèlent toutes les conditions de la Météorologie et où chacun peut puiser. J'en ai déjà extrait la pression de la couche d'air comprise entre la base et le sommet du puy de Dôme; j'en vais tirer aujourd'hui une remarque générale relative à l'hygrométrie.

Quand on parcourt le Tableau intitulé *Humidité relative,* on est étonné de le voir si uniforme. Les moyennes sont à peu près les mêmes dans tous les mois et à toutes les stations. Ainsi l'on trouve à Clermont-Ferrand, à midi, dans l'année 1880 :

Février.	Juin.	Août.	Septembre.	Octobre.
593	599	570	569	622

Il est clair cependant qu'il y a de grandes différences dans les conditions hygrométriques des mois de février et d'août, et que, si elles ne sont point accusées par le Tableau, c'est probablement parce que le système adopté pour réduire les observations est vicieux.

Ce système consiste, en effet, à exprimer le rapport $\frac{f}{F}$ de la force élastique observée f à la force maximum F, que la vapeur aurait à la même température si l'air était saturé : c'est ce qu'on nomme l'*humidité relative.* Or, pour un air donné, de composition constante, le quotient $\frac{f}{F}$ varie : 1° avec la proportion de vapeur; 2° avec l'altitude et la pression barométrique, puisque f est proportionnelle à cette pression; 3° avec, et surtout avec la température qui change la valeur de F : c'est donc une fonction de trois variables indépendantes; c'est surtout une fonction de t, et l'on peut espérer qu'elle mette en évidence les variations de la quantité

de vapeur. Il faudrait, pour les connaître, éliminer les influences perturbatrices de la pression, de l'altitude et de la température; mais cela est facile à faire.

Quand ils font l'analyse de l'air, les chimistes déterminent les proportions d'oxygène, d'azote et d'acide carbonique; pour la compléter, il serait logique d'y ajouter la proportion de vapeur d'eau. Puisque cette vapeur est un gaz soumis aux mêmes lois de compression et de dilatation que les autres gaz, il n'y a aucune raison de la mesurer autrement.

Soient f la tension de vapeur, H la pression totale de l'atmosphère, $H-f$ celle de l'air sec; on a

$$\text{Poids de vapeur...... } P = \frac{v(1^{gr},293)(0,622)f}{(1+at)760},$$

$$\text{Poids d'air sec .... } P' = \frac{v(1^{gr},293)(H-f)}{(1+at)760}.$$

$$\frac{P}{P'} = 0,622\frac{f}{H-f}.$$

$\frac{P}{P'}$ est donc le rapport du poids de la vapeur à celui de l'air sec; il est indépendant de la pression et de la température, puisque f et $H-f$ suivent des lois communes; il ne varie qu'avec la proportion de vapeur elle-même, et il la mesure; il exprime la *richesse hygrométrique* en poids, et $\frac{f}{H-f}$ la mesure en volume.

Il faut remarquer que les observations ne donnent pas directement le rapport habituellement conservé $\frac{f}{F}$. En effet, l'hygromètre à condensation mesure f, qui est fonction de la pression et conséquemment de l'altitude; le psychromètre détermine $\frac{F'-f}{H}$; il faut faire un calcul pour passer de la mesure observée, que l'on oublie ensuite, à la fonction $\frac{f}{F}$, la seule que l'on conserve; mais c'est en introduisant le dividende F que l'on introduit précisément dans les Tableaux les perturbations provenant de la température, qui masquent l'influence de la vapeur et compliquent le résultat. Il ne serait pas plus difficile de calculer $\frac{f}{H-f}$ et de le garder que de calculer et de garder $\frac{f}{F}$; ce serait remplacer une fonction complexe

dont on ne peut rien tirer par la mesure précise en poids ou en volume de la composition hygrométrique de l'air.

Je propose donc de supprimer dans les Tableaux météorologiques l'*humidité relative* $\frac{f}{F}$ et de la remplacer par la *richesse hygrométrique* $\frac{f}{H-f}$. Pour justifier cette substitution, il me suffira d'en montrer l'effet par un exemple. Je choisis les mesures faites par M. Alluard, à Clermont-Ferrand, en 1880, et publiées dans les *Annales météorologiques*. On n'y voit pas de différences bien sensibles entre les divers mois; les nombres décroissent du matin à 3^h, ce qui prouve l'influence de la température, ainsi que l'a montré M. Angot. Rien n'y indique les changements de l'humidité.

CLERMONT. — *Humidité relative.*

	6h.	9h.	12h.	3h.	6h.	9h.
Janvier.........	85,3	89,6	79,5	79,5	89,6	90,3
Février.........	80,4	71,6	59,2	54,7	74,3	77,7
Mars...........	83,9	59,8	68,3	39,0	52,6	69,5
Avril...........	81,9	71,6	63,7	61,5	71,5	76,6
Mai............	75,6	58,7	49,3	49,3	54,7	70,8
Juin...........	82,5	64,4	58,9	58,1	65,2	81,2
Juillet..........	79,8	60,1	48,0	47,4	57,5	79,3
Août...........	86,9	66,2	57,0	57,9	71,6	83,8
Septembre......	88,6	67,9	56,9	55,1	73,3	83,4
Octobre........	84,9	74,2	62,9	62,2	78,7	85,5
Novembre......	88,2	80,8	70,4	73,0	82,6	85,4
Décembre......	81,7	77,2	70,8	79,7	79,1	82,6

Voici maintenant le même Tableau modifié où l'on a remplacé $\frac{f}{F}$ par $\frac{f}{H-f}$. Pour éviter les décimales, les résultats ont été multipliés par 100000.

		6h.	9h.	12h.	3h.	6h.	9h.	$\frac{F}{H-F}$.
Janvier.	Plaine......	410	444	526	560	500	459	380
	Sommet....	473	395	439	458	437	446	514
Février.	Plaine......	606	660	727	715	727	696	646
	Sommet....	609	607	671	657	626	626	617
Mars.	Plaine......	635	770	862	749	795	814	666
	Sommet....	663	676	715	733	712	688	779

		6h.	9h.	12h.	3h.	6h.	9h.	$\frac{F}{H-F}$.
Avril.	Plaine......	842	932	946	945	967	898	876
	Sommet	740	756	791	807	775	535	687
Mai.	Plaine......	981	1019	1001	1012	979	969	917
	Sommet	831	868	877	883	868	830	823
Juin.	Plaine......	1248	1268	1291	1270	1278	1497	1106
	Sommet....	973	1036	1099	1130	1094	1023	944
Juillet.	Plaine......	1534	1607	1566	1567	1668	1599	1377
	Sommet	1240	1304	1385	1427	1402	1380	1354
Août.	Plaine......	1482	1588	1581	1611	1808	1663	1318
	Sommet	1267	1348	1383	1428	1426	1452	1250
Septembre.	Plaine......	1269	1472	1460	1435	1499	1418	1137
	Sommet	1129	1173	1128	1264	1275	1263	1125
Octobre.	Plaine......	1092	1109	1108	1125	1139	1115	946
	Sommet	900	896	945	981	985	810	925
Novembre.	Plaine......	674	719	770	783	727	714	649
	Sommet	627	618	650	650	639	630	599
Décembre.	Plaine......	644	715	832	930	812	816	765
	Sommet.....	658	669	702	724	699	663	665

On voit immédiatement par ce dernier Tableau :

1° Que la richesse hygrométrique croît depuis le matin jusque vers midi ou 3h pour diminuer ensuite avec l'abaissement du Soleil et pendant la nuit; cela tient à deux causes : à l'évaporation pendant le jour et à la dilatation de l'atmosphère.

2° Que la richesse augmente de janvier à juillet-août pour décroître ensuite; qu'elle varie de 0,005 jusqu'à 0,018, c'est-à-dire qu'elle est de trois à quatre fois plus grande en été qu'en hiver. On trouve de même qu'elle augmente dans les pays chauds, même qu'elle est plus grande à Laghouat qu'à Marseille; donc il faut conclure avec M. Dove qu'il y a moins d'air sec en été qu'en hiver dans l'hémisphère nord.

3° La capacité hygrométrique de l'air, c'est-à-dire le maximum de vapeur qu'il peut contenir, est exprimée par $\frac{F}{H-F}$. Or, à mesure qu'on s'élève, la température et F diminuent; d'autre part, H décroît également. Ce sont deux causes inverses de variation; l'expérience prouve que la capacité décroît, mais très lentement. De même, la richesse est toujours un peu moindre au sommet qu'à la base du puy de Dôme.

4° La dernière colonne du Tableau mesure la capacité totale pendant la nuit, quand la température est à son minimum. Elle est généralement plus grande que la richesse à 6^h du matin; mais quelquefois elle est plus petite, d'où l'on peut conclure que l'air est saturé à toute hauteur quand sa température est minimum. Cela explique toutes les condensations de vapeur qui ont généralement lieu pendant la nuit.

En résumé, les valeurs de $\frac{f}{F}$ ne nous apprennent que le degré de sécheresse ou d'humidité relatives; elles ne mesurent pas la quantité de vapeur. Au contraire, le rapport $\frac{f}{H-f}$ mesure la composition hygrométrique de l'air; il met en évidence les changements qui surviennent le jour, la nuit, l'été, l'hiver, aux diverses latitudes et altitudes.

C'est pourquoi je répète qu'il serait rationnel de supprimer les valeurs de $\frac{f}{F}$ et de les remplacer par celles de $\frac{f}{H-f}$. M. Mascart et M. Angot ont bien voulu se charger de faire exécuter les calculs que nécessiterait cette modification, et les résultats seront publiés dans les *Annales du Bureau central météorologique*, après avoir été communiqués à l'Académie.

ESSAI SUR LE POUVOIR REFROIDISSANT DES GAZ;

Par M. Ch. RIVIÈRE.

Ce travail avait pour but d'étudier le pouvoir refroidissant des gaz dans des limites de pression et de température plus étendues qu'on ne l'avait fait jusqu'alors.

La méthode qui a paru se prêter le mieux à ce genre de recherches consistait dans l'observation d'un fil échauffé par un courant électrique : quand ce fil a atteint sa température stationnaire, il perd par rayonnement et par contact avec le gaz une quantité de chaleur égale à celle que produit le passage du courant. Les conditions de milieu étant définies, le problème revient à la

détermination simultanée de la température du fil et de la quantité de chaleur développée par le courant.

La température du fil se déduit de sa résistance électrique et la quantité de chaleur est déterminée par la loi de Joule.

Il a donc fallu étudier au préalable l'influence de la température sur la résistance des fils de platine qui ont été employés dans le cours de ces recherches. Cette étude a été faite avec soin sur un fil de platine enroulé autour du réservoir en porcelaine d'un pyromètre à air; puis ce fil a servi à son tour de thermomètre pour l'étude des autres fils destinés aux expériences sur le refroidissement.

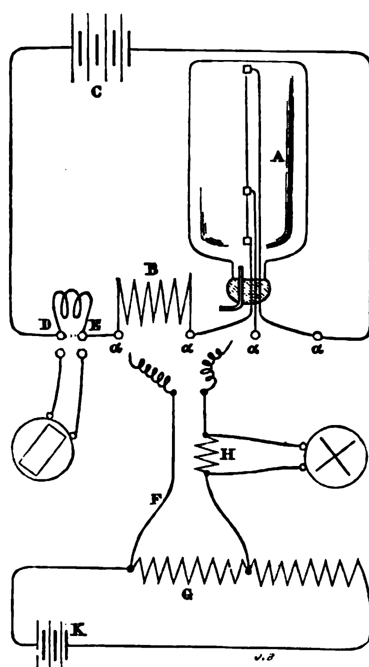
Pour déterminer la résistance d'un fil métallique pendant le passage du courant destiné à l'échauffer, on cherchait, par une méthode d'opposition analogue à celle de Clarke, la différence de potentiel à ses deux extrémités; on déterminait en même temps la différence de potentiel aux deux extrémités d'un fil de résistance connue, placé également dans le circuit, et assez gros pour ne pas s'échauffer sensiblement; le rapport de ces deux différences servait de mesure à la résistance cherchée.

Le calcul de la formule de Joule exigeait encore que l'on connût l'intensité du courant; à cet effet, une boussole de Weber était placée en dérivation sur le circuit, et l'on avait soin que les déviations fussent toujours assez faibles pour pouvoir être regardées comme proportionnelles à l'intensité du courant : on a, d'ailleurs, pris soin de vérifier cette proportionnalité.

La *fig.* 1 représente schématiquement la disposition générale des appareils. A est un grand flacon au milieu duquel sont tendus, l'un à la suite de l'autre, le fil principal et un fil plus court dont l'observation sert à éliminer le refroidissement qu'éprouve le premier à chacune de ses extrémités, par suite du contact avec les pinces d'attache. Ce flacon communique, par l'intermédiaire de tubes remplis d'acide phosphorique anhydre, avec des appareils à faire le vide. B est un long et gros fil de cuivre dont la résistance sert de terme de comparaison, et ces trois fils sont placés dans le circuit d'une pile C; d'autres résistances intercalées servent à faire varier l'intensité du courant et, par suite, la température du fil. La boussole de Weber est attachée en dérivation aux points DE. La pile d'opposition K renferme dans son circuit, outre une

résistance considérable de 5000 ohms environ, une caisse de résistance G; des conducteurs F, H permettent de relier les extrémités de cette caisse aux extrémités α des fils placés dans le premier circuit. Un galvanomètre de Thomson, intercalé en H, permet

Fig. 1.



de déterminer la résistance qu'on doit introduire en G pour que la différence de potentiel aux extrémités de G fasse exactement équilibre à la différence de potentiel aux extrémités du fil observé.

Représentation graphique des résultats.

Une série d'observations faites à une pression déterminée P_1 donne, pour différents excès de température, la quantité de chaleur perdue par le fil soumis à l'expérience. Le résultat de chaque observation est indiqué, sur une feuille de papier quadrillé, par un point dont l'abscisse représente l'excès, et l'ordonnée la quantité de chaleur perdue.

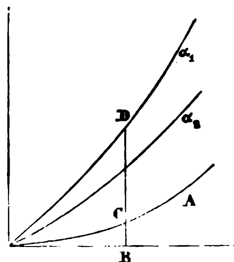
La ligne continue α_1 qui passe par tous ces points (*fig.* 2) représente, pour la pression P_1, la relation qui lie la quantité de chaleur à l'excès de température.

Une série faite à une pression moindre P_2 donnera une courbe dont les ordonnées seront, pour des abscisses égales, inférieures aux ordonnées de la courbe α_1.

Enfin, une série faite dans le vide absolu donne une courbe A dont les coordonnées représentent les quantités de chaleur perdue dans le vide.

Chacune de ces séries comprend une dizaine d'observations, quelquefois davantage, et, si l'on met à part quelques expériences

Fig. 2.



faites dans l'hydrogène, qui ont présenté de singulières anomalies, les points correspondant à chaque série se trouvent distribués avec une grande régularité.

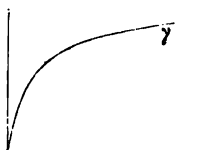
En diminuant chacune des ordonnées BD de la courbe α_1, de l'ordonnée BC de la courbe A qui représente la chaleur perdue dans le vide ou chaleur rayonnée, on a une nouvelle courbe β_1 qui représente, *pour la pression* P_1, la relation entre l'*excès de température du fil* et la *chaleur que lui enlève le gaz*.

Une fois les courbes β construites, on conçoit qu'on puisse s'en servir pour en tracer d'autres représentant, *pour un excès de température déterminé*, la relation entre la *pression* du gaz et la *chaleur qu'il enlève au fil*. Ces dernières, que nous appellerons γ, ont l'allure représentée par la *fig.* 3. On traçait ainsi les courbes correspondant aux excès 100°, 200°, 300°, ..., et, pour qu'on pût facilement comparer leurs formes, on réduisait à la moitié les ordonnées de la courbe de 200°, au tiers celles de la courbe de 300°, etc. On traçait aussi une courbe relative à un excès de tem-

pérature très petit, la courbe d'excès 1°, par exemple, dont on multipliait les ordonnées par 100, afin de la rendre comparable aux autres.

Sur le flacon A coulent plusieurs jets d'eau froide, de sorte que

Fig. 3.



les excès sont observés au-dessus d'une température toujours voisine de 15°; une petite correction permet de représenter par les courbes les quantités de chaleur qu'on eût déterminées si la température de l'enceinte avait été constamment maintenue à 0°.

I. — Chaleur perdue dans le vide.

Les quantités de chaleur perdues dans le vide absolu par un fil de platine ont été déduites de plusieurs séries d'observations faites sous des pressions très faibles, et en particulier d'une série très nombreuse et très régulière dans laquelle la pression, qui n'est plus mesurable à la jauge de Mac Leod, est certainement inférieure à $\frac{1}{10}$ de millième de millimètre de mercure.

Il était intéressant de comparer les résultats avec la formule

$$ma^{\theta}(a^{t}-1),$$

obtenue dans des conditions toutes différentes par Dulong et Petit pour des excès inférieurs à 250°, et confirmée, au moins d'une manière approchée et pour les mêmes limites de température, par divers physiciens; la comparaison était donc, pour la méthode exposée ici, une sorte d'épreuve qui devait permettre de juger de sa valeur. Le Tableau suivant donne le résultat de la comparaison : on a pris a égal à 1,0077, et déterminé le coefficient m de telle sorte que la valeur calculée fût égale à la valeur observée pour l'excès 150°.

Excès de température.	Quantités de chaleur observées.	Quantités de chaleur calculées.
0°	0	0
50	37	36,7
100	92	90,7
150	170	170
200	279	286,2
250	442	456,8
300	690	707
400	1650	1613
500	3150	3565
600	5900	7768
700	10000	16820
800	15950	36310
900	24050	78280
1000	35000	168664

On voit que la concordance est satisfaisante jusqu'à 400°. A partir de cette température, les nombres calculés croissent beaucoup trop rapidement, comme l'avaient déjà fait remarquer, du reste, plusieurs expérimentateurs.

II. — Chaleur enlevée par le gaz.

1° *Influence de la pression. — Variation de cette influence avec la température.* — Pour des pressions comprises entre 300mm et 50mm, l'influence de la pression peut, quelle que soit la température, être représentée par la formule de Dulong et Petit,

$$np^b,$$

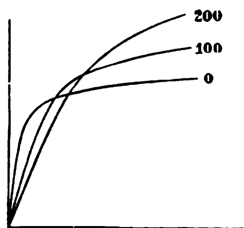
dans laquelle p représente la pression; seulement, la valeur 0,163 trouvée pour l'exposant b est beaucoup plus petite que le nombre 0,45 obtenu par Dulong et Petit.

Au-dessous de 50mm, la chaleur enlevée par le gaz diminue avec la pression plus vite que ne l'indique la formule précédente, et la chute devient, aux très basses pressions, extrêmement rapide. Aussi, même à ces pressions très faibles, le refroidissement dû au gaz garde-t-il encore, vis-à-vis du rayonnement, une importance considérable : sous une pression de 200mm, l'air sec enlève, à 100° d'excès, 180 fois autant de chaleur que le rayonnement; il en enlève encore 12 fois autant à 0mm,1, et il faut réduire la pression à

$0^{mm},006$ environ pour que l'air n'enlève que la même quantité de chaleur que le rayonnement.

Au-dessous de 50^{mm}, l'influence de la pression n'est pas la même aux diverses températures, car les courbes γ relatives aux divers excès, au lieu d'avoir des ordonnées proportionnelles et d'être toutes semblables entre elles, se disposent comme l'indique la *fig.* 4. La variation de la quantité de chaleur enlevée sous les

Fig. 4.



faibles pressions est plus rapide pour les températures basses que pour les températures élevées.

2° *Influence de la température. — Variation de cette influence avec la pression.* — Sous une pression déterminée, et quand on considère des excès de température de plus en plus grands, on trouve que la quantité de chaleur enlevée par le gaz croît d'abord plus rapidement que l'excès, ainsi que l'exprime la formule exponentielle de Dulong et Petit

$$Bc^{t},$$

dans laquelle c est un nombre plus grand que l'unité.

Mais, à partir d'une certaine température, le phénomène change d'allure, et la perte de chaleur augmente moins rapidement que l'excès; les courbes β présentent un point d'inflexion, et ce point d'inflexion correspond à une température d'autant plus basse que la pression est plus faible. Pour des pressions inférieures à 1^{mm}, cette modification des courbes β semble même se produire dès leur origine. Par exemple, dans l'air, les différences successives des quantités de chaleur correspondant aux excès 0°, 100°, 200°,... ont été trouvées égales, pour diverses pressions, aux valeurs suivantes :

Pressions.

10^{mm}.	5^{mm}.	2^{mm}.	1^{mm}.	$0^{mm},5$.	$0^{mm},1$.	$0^{mm},01$.
9,750	8,900	7,600	5,920	3,900	1,200	143
11,350	9,600	7,900	5,820	3,750	1,150	141
12,800	10,500	8,400	5,690	3,550	1,100	129
13,900	11,500	7,900	5,520	3,300	1,050	119
	11,000	7,450	5,220	3,050	1,000	98
	8,500	6,900	4,780	2,850	950	89
			4,250	2,700	950	74
				2,450	1,000	72
						70

3° *Influence du diamètre du fil.* — Les observations ont porté sur deux fils de platine, l'un de $\frac{1}{10}$ de millimètre de diamètre, l'autre de $\frac{1}{20}$ environ; ils étaient tendus horizontalement dans un flacon de $0^{m},20$ de diamètre; le corps soumis à l'expérience avait donc des dimensions négligeables à côté des dimensions de l'enceinte. Les deux fils ont donné les mêmes résultats généraux qui viennent d'être rapportés; mais la comparaison des valeurs absolues des quantités de chaleur perdues dans les mêmes conditions a donné lieu à une remarque importante. La surface du fil le plus fin était égale aux $\frac{6}{10}$ environ de la surface du plus gros; c'est à peu près le même rapport qu'on a trouvé entre les quantités de chaleur rayonnées dans le vide, et aussi entre les quantités de chaleur enlevées par le gaz sous de *très faibles pressions;* mais, sous des pressions supérieures à 5^{mm} ou 10^{mm}, on a trouvé sensiblement la même perte de chaleur pour les deux fils. Voici, par exemple, quelques valeurs obtenues pour le rapport de la chaleur enlevée par l'air au fil le plus fin à la chaleur enlevée au fil le plus gros :

Pressions.	Excès 100°.	Excès 200°.
mm		
300	0,91	0,99
200	0,94	0,98
100	0,96	0,98
50	0,96	0,98
10	0,96	1,00

Ainsi, au moins pour des fils très fins et *placés horizontale-*

ment, le refroidissement par l'air ne serait pas proportionnel à la surface, mais serait relativement plus grand pour les fils de plus petit diamètre.

4° *Influence de la nature du gaz.* — On a choisi parmi les gaz faciles à obtenir purs ceux qui différaient le plus par leurs propriétés physiques : l'acide sulfureux et l'hydrogène.

Les résultats obtenus avec l'acide sulfureux dans treize séries d'observations, comprises entre les pressions 300^{mm} et $0^{mm},005$, sont aussi réguliers qu'avec l'air, et se présentent avec les mêmes caractères généraux.

L'hydrogène, au contraire, n'a donné de résultats dignes de confiance qu'à de basses températures ou bien sous de très faibles pressions : les fils de platine ont paru, aux températures élevées et sous les fortes pressions, éprouver des variations anormales de résistance.

La comparaison des quantités de chaleur enlevées dans les mêmes conditions à un même fil par les trois gaz étudiés a conduit à un résultat inattendu : sous les pressions ordinaires, le pouvoir refroidissant de l'acide sulfureux est exactement égal à la moitié du pouvoir refroidissant de l'air; mais, au-dessous de 1^{mm} ou 2^{mm}, ce pouvoir refroidissant relatif augmente, et on l'a trouvé égal à 0,94 sous une pression de $0^{mm},1$. De même, le pouvoir refroidissant de l'hydrogène, qui est égal à 5,5 aux pressions ordinaires, diminue à partir de 5^{mm} ou 10^{mm}; il a été trouvé égal à 1,02 sous la pression de $0^{mm},05$. Ce dernier résultat a été obtenu dans deux séries d'observations pendant lesquelles on a pris soin d'analyser les dernières portions de gaz enlevées du flacon par la trompe à mercure; on s'est assuré ainsi qu'il ne s'était produit aucune rentrée d'air, ce qui, du reste, était inadmissible avec un appareil capable de garder plusieurs jours un vide de quelques millièmes de millimètre.

Sous les pressions très faibles, le pouvoir refroidissant d'un gaz serait donc indépendant de sa nature chimique.

IMITATION, PAR LES COURANTS LIQUIDES OU GAZEUX, DES PHÉNOMÈNES D'ÉLECTRICITÉ ET DE MAGNÉTISME;

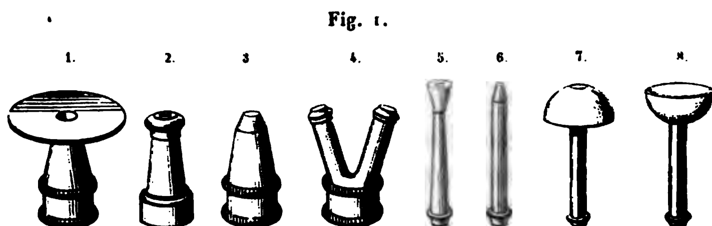
PAR M. C. DECHARME.

J'ai entrepris, depuis plusieurs années, une série d'expériences ayant pour objet l'imitation par voie hydrodynamique des principaux phénomènes d'électricité et de magnétisme. J'ai poursuivi l'analogie de ces deux ordres de phénomènes, successivement dans leurs effets mécaniques, physiques, chimiques et même physiologiques, dans le but d'apporter des preuves nouvelles à l'appui de l'hypothèse où l'on considère le mouvement électrique comme le mouvement ondulatoire d'un fluide (éther ou matière pondérable). C'est un résumé de l'ensemble de ces recherches comparatives, déjà nombreuses, qui va être exposé succinctement.

I. — Effets mécaniques.

Hydro-aimant. — Après avoir adapté à un tuyau d'arrosage, alimenté par les eaux de la Ville, un ajutage à disque (*fig.* 1, n° 1)

Fig. 1.



(de $0^m,05$ à $0^m,08$ de diamètre), affleurant l'ouverture, si l'on approche ce disque à quelques millimètres du fond plat d'un vase, vide ou plein d'eau, il se produira une attraction très sensible, dont l'énergie dépendra de la force du courant et de la largeur du disque. Cette attraction n'amène pas les deux surfaces jusqu'au contact, car le liquide s'écoule au pourtour avec une faible vitesse; mais, si l'on veut soulever le tube, on éprouve une résistance due à la différence des pressions qui s'exercent à la surface extérieure du disque et dans l'espace intermédiaire. Cette expérience est l'image

d'un électro-aimant qui reste actif tant que dure le courant électrique et qui cesse avec lui.

En remplaçant l'ajutage à disque ou à bords épais (*fig.* 1, n° 2) par un autre à bords tranchants (*fig.* 1, n° 3), l'attraction se change en *répulsion*. Ces deux effets opposés ont leur maximum avec les ajutages convergents. On conçoit que l'on puisse produire, avec ces deux sortes d'ajutages, des hydro-aimants à deux pôles contraires, l'un attractif, l'autre répulsif.

Vibrations hydrodynamiques. — Le tube étant muni d'un ajutage à bords épais (*fig.* 1, n° 2) (de $0^m,004$) ou à bords minces (de $0^m,001$) (n° 3), si on le soulève un peu pour amorcer le mouvement et qu'on l'abandonne à lui-même, il accomplira spontanément des vibrations verticales assez rapides pour produire un son (la_1). En appuyant sur le tube, on augmente la vitesse vibratoire.

Cet effet est analogue à celui d'un électro-aimant placé sous l'influence d'un courant électrique interrompu automatiquement, comme dans les trembleurs électriques.

Lorsqu'on tient à la main ce tube vibrant (*fig.* 2), on croirait avoir affaire à un véritable électro-aimant, tant sont rapides et forts les effets successifs d'attraction et de répulsion, tout à fait semblables à ceux de l'aimantation et de la désaimantation, pour l'instantanéité d'action et l'accroissement d'énergie à mesure que la distance diminue.

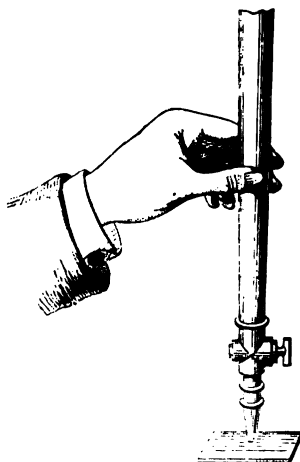
Cette expérience n'est pas seulement une imitation abstraite du phénomène électromagnétique, mais c'est une réalisation effective, semblable aux mouvements produits par les électro-aimants sous l'influence de courants interrompus régulièrement. Elle me paraît susceptible même de recevoir des applications dynamiques.

Il est facile, en effet, d'imaginer des dispositions mécaniques propres à faire de ce tube vibrant un petit moteur à grande vitesse, un compteur ou un interrupteur.

Hydro-induction. — Le fait fondamental qui est la cause déterminante des vibrations dans l'expérience précédente est celui qui se produit dans le tube au moment de l'*interruption* ou du *passage* du courant liquide, l'extrémité du tube ouvert étant loin

de tout obstacle. Au moment où l'on *ouvre subitement* le robinet qui donne passage au jet liquide, on sent dans le tube, tenu à la main, un mouvement de *recul* très prononcé, et, lorsqu'on *ferme rapidement* le robinet, on constate, au contraire, un mouvement qui entraîne le tube *en avant;* ces effets sont analogues, le premier à celui du tourniquet hydraulique ou du char à réaction, le second,

Fig. 2.



au coup de bélier hydraulique produit par l'arrêt subit de la longue colonne liquide intérieure.

En comparant le courant liquide à un courant voltaïque *inducteur* et l'enveloppe, le tube, au fil *induit* qui entoure le fil inducteur, les phénomènes qui viennent d'être décrits sont analogues à ceux qu'un courant électrique, alternativement ouvert et fermé, produit dans un fil induit. De plus, les mouvements hydrodynamiques sont *instantanés,* comme ceux des courants induits, c'est-à-dire ne se manifestent qu'au moment même du passage ou de l'interruption du courant; pendant toute sa durée, il n'y a pas d'effet dynamique. D'autre part, on sait que, quand un courant électrique inducteur *commence, s'accroît, diminue* ou *cesse,* il détermine dans le fil induit un courant *inverse, croissant, décroissant* ou *direct.* Il en est absolument de même avec les courants liquides, ce qu'il est facile de vérifier.

Actions réciproques des courants. — Pour ces expériences, j'ai adopté la disposition suivante : un branchement en Y (*fig.* 1, n° 4) est vissé sur le tuyau alimentaire et porte deux tubes égaux en caoutchouc, à l'extrémité desquels on adapte les ajutages de diverses formes, cylindriques, coniques, hémisphériques, etc. Pour les courants liquides sortant (dans l'air ou dans l'eau) par deux tubes *sans ajutages*, courants parallèles de même sens ou de sens contraires, courants angulaires, etc., j'ai trouvé les mêmes lois que pour les courants électriques. Mais avec les tubes munis d'*ajutages à bords épais* ou à disques, l'un, au moins, de ces tubes étant mobile (*fig.* 1, n° 5), les résultats sont tout différents : deux courants de sens contraires et directement *opposés s'attirent* vivement (dans l'eau) dès que la distance qui sépare les ouvertures n'est plus que de $0^m,01$ environ, et cette attraction croît très rapidement à mesure que la distance diminue. Si l'on veut éloigner les disques, on sent une résistance assez grande et il y a *vibrations* fortes, surtout avec les ajutages convergents. Si l'on dispose les ajutages *angulairement* ou *excentriquement*, une *force axiale* ramène les courants au parallélisme et à la coïncidence des axes. Avec les ajutages à bords minces ou tranchants (*fig.* 1, n° 6), il y a toujours *répulsion, direction axiale* et *vibrations*. Dès qu'on écarte les courants (directement opposés) de leur position d'équilibre, celui qui est mobile oscille comme le ferait une aiguille de boussole à laquelle on présente un barreau aimanté. Plus les ajutages sont légers et les tubes flexibles, plus le phénomène oscillatoire est apparent.

L'emploi des ajutages à bords courbes, concaves ou convexes, combinés deux à deux et avec les précédents, donne lieu à des effets variés, parmi lesquels nous citerons le suivant : en mettant un ajutage *concave* (*fig.* 1, n° 7) à l'un des tubes du branchement et un ajutage *convexe* (*fig.* 1, n° 8) à l'autre tube, il se produit une *forte attraction* à petite distance, attraction déjà sensible à $0^m,05$. La direction axiale est également prononcée avec ce système.

Répulsion des parties consécutives d'un même courant. — On connaît diverses expériences instituées dans le but de démontrer que les parties consécutives d'un même courant électrique se repoussent ; le *Journal de Physique* en a donné récemment plu-

sieurs dispositions ingénieuses, dues à M. Isarn et à M. Buguet ([1]). Pour les courants liquides, il est une expérience analogue, extrêmement simple et très démonstrative, que je dispose de la manière suivante :

Un petit tube en caoutchouc, très flexible, assez résistant toutefois (de $0^m,12$ à $0^m,25$ de longueur, de $0^m,004$ à $0^m,005$ de diamètre intérieur et de $0^m,0015$ à $0^m,002$ d'épaisseur), est adapté directement au tuyau alimenté par les eaux de la Ville. Lorsqu'un courant d'eau s'écoule par ce petit tube dont on tient à la main l'extrémité libre ou l'un quelconque de ses points, on sent une forte traction de ce tube, un *recul* très prononcé. Pour évaluer la grandeur de cette force, on attache à l'extrémité libre du petit tube, tenu alors verticalement, un fil portant un poids; et l'on constate que, dans ces conditions, cette réaction est capable de soulever 140^{gr} et qu'elle fait sauter facilement un poids de 100^{gr}. Vient-on à rendre libre ce petit tube, il serpente en divers sens et lance de l'eau de tous côtés. Placé dans le liquide, il y frétille vivement et tend à s'appuyer contre le fond et les parois du vase. En prenant un tube plus flexible et plus fin (de $0^m,001$ de diamètre), le phénomène de réaction est encore plus sensible. Le tube réduit à $0^m,10$ de longueur vibre alors spontanément avec une grande vitesse.

Tous ces effets sont évidemment dus à la répulsion des parties consécutives du courant liquide; ils montrent bien l'existence de cette réaction et donnent la mesure de son énergie.

II. — Effets physiques.

1° *Imitation des lignes de force ou fantômes magnétiques obtenus avec les courants électriques ou les aimants.* — Je ne citerai que les principaux cas :

a. Pour imiter les *lignes de force d'un courant électrique dans un plan perpendiculaire à sa direction,* il suffit de souffler doucement, par un tube de verre effilé, un courant d'eau continu, perpendiculairement à une plaque de verre recouverte d'une mince

---

([1]) *Journal de Physique,* 2e série, t. III, p. 171 et 175; 1884.

couche de minium délayé dans l'eau, la pointe du tube étant fixée à quelques millimètres de la plaque. On obtient autour du point de chute du liquide un assez grand nombre de cercles concentriques formés de parcelles de minium juxtaposées à la façon de la limaille de fer sous l'influence d'un courant électrique. Au lieu de minium, on peut employer de la limaille de fer très fine; on obtient les mêmes effets, mais ce que l'on gagne en analogie, on le perd en finesse de détails.

b. Pour imiter les *lignes de force d'un courant électrique dans un plan parallèle à sa direction*, [on *souffle un courant d'air* sur le dépôt de minium, par un tube effilé, tenu verticalement. Pendant ce temps, on transporte rapidement le tube parallèlement à la plaque de verre; on étale, pour ainsi dire, le courant horizontalement. On obtient sur le dépôt des droites très courtes, très serrées, perpendiculaires à la direction du courant et pareilles à celles que donne un courant électrique couché sur une feuille de papier saupoudré de limaille de fer.

c. Les *lignes de force de deux courants électriques parallèles, de même sens, dans un plan perpendiculaire à leur direction* s'imitent en employant deux tubes effilés, contenant de l'eau, comme ceux de *a*.

d. L'imitation des *lignes de force de deux courants électriques parallèles, de sens contraire, dans un plan perpendiculaire à leur direction*, s'obtient en employant deux tubes, l'un effilé pour souffler le liquide, l'autre pour *aspirer* l'eau et le minium. Par le jeu simultané de ces tubes, placés, l'un à quelques millimètres de la plaque, l'autre au contact, on produit une figure qui accuse nettement les deux effets de polarité. L'*aspiré* semble correspondre à l'électricité positive, le *soufflé* à la négative.

e. Pour l'imitation des larges fantômes magnétiques produits par les *aimants* isolés ou combinés, on emploie des moyens peu différents des précédents et des tubes non effilés.

2° *Imitation des formes et des effets de la décharge électrique*. — Les *aigrettes* et les *nappes électriques*, les *étincelles rectilignes, ramifiées, sinueuses*, sont imitées, soit en soufflant

avec un tube effilé un courant d'eau ou d'air, dans le plan de la plaque recouverte de minium en suspension, soit en déplaçant le tube parallèlement à la plaque. L'*étincelle étoilée* est exactement imitée en aspirant fortement, avec une pipette fixe, le minium à demi desséché. L'imitation des figures de Lichtenberg présente cette particularité, que l'effet de l'*aspiré* correspond à celui de l'électricité *positive* et le *soufflé* à l'électricité *négative*, résultat qui peut avoir son importance. Si, à l'aide d'un tube effilé et rapproché à $0^m,01$ de la plaque recouverte de la couche de minium aqueux, on dirige un courant d'air sur cette plaque, en déplaçant le tube horizontalement, il se produit un sillon étroit; une partie de la matière chassée flotte à la surface, l'autre sous-jacente et fixe est disposée en lignes droites très fines, très courtes, perpendiculaires à l'axe du sillon, et semblables à celles qu'on obtient en faisant passer la décharge au travers d'un fil de métal qui se volatilise entre deux lames de verre.

Les *stratifications de la lumière électrique dans les gaz raréfiés* s'imitent par un procédé déjà employé dans nos expériences précédentes; au-dessus de la plaque recouverte de sa couche de minium, on transporte horizontalement, et avec vitesse, un tube plus ou moins large, pendant que l'eau s'en écoule ou qu'on la souffle; le courant se trouve ainsi étalé en ligne droite ou courbe sur le dépôt pulvérulent. Pour certains effets, on substitue avec avantage un courant d'air à un courant d'eau. L'imitation est encore plus exacte en employant des courants d'air interrompus, soit avec un seul tube, soit avec deux tubes géminés.

Mais l'expérience la plus démonstrative à ce sujet est la suivante : un siphon en verre, muni d'une longue branche en caoutchouc, est disposé verticalement, sa petite branche touchant le fond d'un large vase contenant de l'eau. Lorsque le niveau du liquide arrive à quelques millimètres du fond, une série de fines bulles d'air pénètre dans le tube en faisant entendre un sifflement aigu.

A mesure que le liquide s'écoule, le volume des bulles augmente, le son diminue de hauteur et d'intensité; à un certain moment, les bulles ont une vitesse telle qu'elles apparaissent fixes comme les stratifications de la lumière électrique dans les tubes

de Geissler. Pour compléter l'illusion, le bruit qui accompagne le phénomène est analogue à celui de l'interrupteur de l'appareil d'induction qui fournit le courant électrique.

L'*éclair en chapelet*, signalé par M. G. Planté, peut être facilement imité en transportant le tube à eau rapidement au-dessus de la couche aqueuse de minium, de manière que les gouttes s'étalent en se juxtaposant sur la plaque.

On réalise aussi, par des moyens analogues, des figures dont les formes ont beaucoup de rapport avec celles des *trombes,* des *aurores polaires,* des *queues de comètes,* etc.

Toutes les figures dont il vient d'être question peuvent être projetées agrandies devant un auditoire, soit quand elles sont déjà fixées sur la plaque de verre, soit au moment où on les produit. Dans ce dernier cas, on a une série d'expériences extemporanées d'un grand attrait.

III. — Effets chimiques.

Imitation des anneaux électrochimiques de Nobili. — De toutes nos imitations hydrodynamiques de l'électricité, celle-ci est la plus remarquable et la plus concluante en faveur de l'assimilation du courant électrique à un courant liquide. On dispose l'expérience de la manière suivante :

Sur une plaque de verre horizontale recouverte d'une couche mince et uniforme de minium en suspension dans l'eau (ou de toute autre poudre lourde insoluble, céruse, vermillon, sulfate de baryte, etc.), on fait arriver un filet liquide tombant d'un tube de verre gradué, tenu verticalement, à la distance de $0^m,01$ à $0^m,10$.

Dans ces conditions, il se produit instantanément sur la plaque, autour du point de chute, des anneaux concentriques, plus ou moins nombreux, inégalement espacés, d'épaisseurs différentes, formés par le transport du dépôt pulvérulent sous l'action impulsive du courant liquide. Ces anneaux présentent ordinairement des contours très nets, des dégradations de tons remarquables par leur finesse. On y distingue fréquemment des rayons très déliés qui traversent parfois tous les systèmes d'anneaux et forment des dessins symétriques très variés et d'une grande délicatesse.

On pourrait faire le tableau des effets comparatifs de deux ordres

de phénomènes, et l'on verrait que leur analogie se maintient jusque dans les détails. Je n'en citerai que quelques circonstances relatives aux anneaux hydrodynamiques : on y reconnaîtra facilement les analogues dans les anneaux de Nobili. La netteté, la régularité, la délicatesse des anneaux, en un mot leur beauté, dépendent de la nature de la poudre en suspension dans l'eau, c'est-à-dire de sa densité, de sa finesse. Plus le tube est étroit et rapproché de la plaque, plus les anneaux sont fins et serrés. Le nombre et le diamètre des anneaux varient avec la longueur de la colonne liquide et sa hauteur de chute ; on en compte ordinairement quatre ou cinq, mais fréquemment huit ou dix. Tous les anneaux d'une même figure n'ont pas la même netteté ; les plus rapprochés du centre sont les plus réguliers et ceux dont les contours sont le mieux dessinés. Tous les anneaux naissent les uns des autres, se propagent *en ondes*, ainsi que les anneaux électrochimiques.

La seule différence essentielle entre les deux sortes d'anneaux, c'est que ceux de Nobili présentent des couleurs irisées que ne possèdent pas les nôtres ; et encore cette différence n'est-elle pas absolue, car les premiers sont quelquefois dichromes, ou alternativement clairs et obscurs ; et d'un autre côté, les anneaux hydrauliques (obtenus avec le sulfate de baryte parfaitement blanc) ne sont pas dépourvus de coloration, comme on peut s'en assurer en les examinant par transparence.

En opérant avec deux, trois, quatre, etc. tubes symétriquement disposés, on produit sur le dépôt de minium les *figures équipotentielles* réalisées électrochimiquement par M. A. Guébhard ([1]) et assimilées par lui aux courbes de niveau hydraulique de Lamé.

L'imitation des anneaux électrochimiques qui semble la plus rationnelle, d'après l'idée qu'on se fait ordinairement du courant électrique, est celle qui consiste à employer à cet effet un véritable *courant d'eau continu*. Ce sont les résultats obtenus par ce procédé que je vais décrire sommairement.

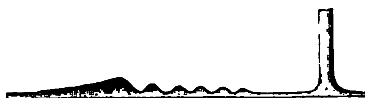
Le courant dont je fais usage est alimenté par les eaux de la ville, sort d'un tube cylindrique ou conique convergent (de $0^m,002$ à $0^m,007$ de diamètre à l'orifice inférieur) et tombe verticalement

([1]) *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 205 et 483.

sur une plaque de verre noir horizontale, seulement *mouillée* dans toute son étendue. Le tube porte-courant est fixé à une hauteur telle qu'à la distance où il rencontre la plaque (distance qui peut aller jusqu'à $0^m,10$ ou $0^m,15$ dans nos conditions d'expérience), la veine fluide ne présente encore aucune solution de continuité, ce qui est une condition essentielle. Aussi le jet tombe-t-il sans bruit en produisant autour du point de chute des anneaux liquides parfaitement *fixes*. Ces ondes concentriques, dont le diamètre et le nombre varient avec les conditions expérimentales, sont espacées tout à fait à la façon des anneaux électrochimiques. La *fig.* 3 représente en coupe la forme et l'espacement de ces anneaux liquides dans le cas d'un seul tube.

Voici comment on peut se rendre compte de la fixité de ces ondes liquides : le courant d'eau, issu d'un tube fixe, vibre longi-

Fig. 3.



tudinalement dans le tuyau et dans l'ajutage; lorsqu'il rencontre la plaque de verre, il s'y épanouit en ondes concentriques dues à la résistance qu'oppose le liquide par sa masse et spécialement par son adhérence contre le verre, en un mot par le frottement. La fixité s'explique par le régime d'écoulement régulier du liquide.

Pour imiter, par les courants d'eau continus, les *anneaux électrochimiques multiples,* j'emploie pour chaque groupe un cylindre plat, une sorte de tambour métallique (*fig.* 4) dont la face inférieure est traversée par deux, trois, quatre, etc. tubes parallèles, tandis que la face supérieure porte un seul tube par lequel arrive le liquide. Lorsqu'on dirige sur la plaque de verre des courants continus, assez voisins les uns des autres pour que leurs *champs hydrodynamiques* empiètent les uns sur les autres, alors ces ondes s'influencent; elles se repoussent, se compriment, se resserrent chacune du côté du jet : de là des déformations diverses dont les *fig.* 5, 6, 7 donnent des exemples.

Il est à remarquer que, plus les courants liquides sont faibles et leurs hauteurs de chute modérées, plus les formes des anneaux

simples ou multiples se rapprochent de celles des anneaux électrochimiques. Près des bords de la plaque de projection ou près d'un obstacle solide, les ondes liquides comme les ondes électriques

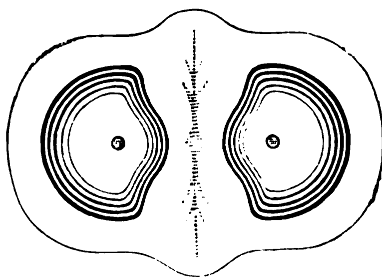
Fig. 4.



tendent à s'éloigner, et par suite à affecter les formes des contours des obstacles qui s'opposent à leur libre développement.

Quant à l'imitation des anneaux électrochimiques *bipolaires*, elle peut être réalisée en appliquant le procédé d'*aspiration* du

Fig. 5.



liquide à l'aide d'un long siphon (j'en ai employé un de 7^{m}), opposé à celui du *soufflé* ou de l'écoulement direct.

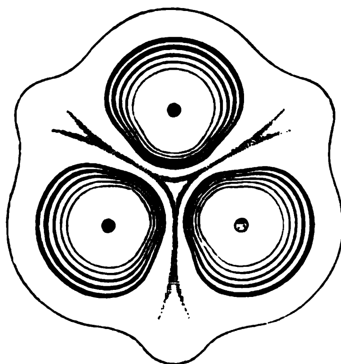
Maintes particularités des anneaux électrochimiques, telles que le défaut de verticalité des électrodes, l'inégalité de distance des

pointes à la plaque, l'influence des formes du contour de celle-ci, l'emploi des électrodes linéaires, etc., trouvent leurs effets analogues dans nos anneaux hydrodynamiques.

IV. — Effets physiologiques. — Conclusions.

Je vais d'abord décrire l'instrument avec lequel on produit ces effets. Je l'ai nommé *hydrodiapason*. Il est formé d'un tube en laiton (de $0^m,50$ de longueur, de $0^m,006$ de diamètre intérieur et de $0^m,001$ d'épaisseur), recourbé en U allongé (*fig.* 8). Le milieu de la partie courbe est percé d'une ouverture qui met le tube en communication avec un ajutage de $0^m,014$ de diamètre intérieur,

Fig. 6.



s'adaptant à vis sur un tuyau alimenté par les eaux de la Ville. La partie supérieure de chaque branche est recourbée de manière à présenter les extrémités libres en regard et dans le prolongement l'une de l'autre, presque au contact. L'appareil étant fixé dans une position quelconque ou tenu à la main, si l'on y fait passer le courant d'eau, il prend aussitôt, spontanément, un mouvement vibratoire régulier.

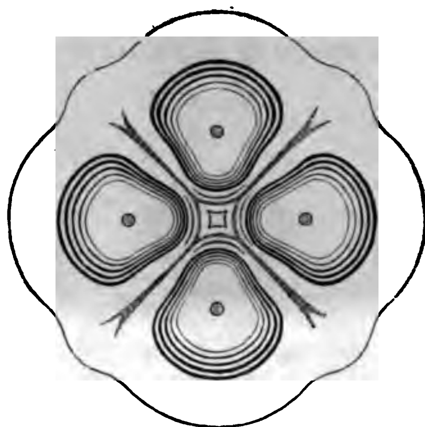
En plaçant l'appareil tout entier, ou seulement ses extrémités libres dans l'eau, le diapason fonctionne très bien et l'expérience se fait plus commodément. Lorsqu'on touche cet hydrodiapason vibrant avec énergie (cet instrument rendait le son $la_1 = 217$ vibrations par seconde), on ressent un *frémissement* très sensible. C'est une sensation tout à fait semblable à celle que l'on éprouve

quand on touche, avec les deux mains, les rhéophores d'un appareil voltaïque ou d'induction de faible intensité.

Cette remarque pourrait servir de point de départ pour des recherches sur les effets physiologiques que des mouvements vibratoires, plus ou moins rapides, plus ou moins intenses, seraient capables de produire sur l'organisme.

Quant à l'imitation des effets physiologiques produits par l'électricité statique, c'est-à-dire en général par la décharge électrique,

Fig. 7.



on la trouverait dans le choc subit d'un jet liquide sous une pression plus ou moins énergique.

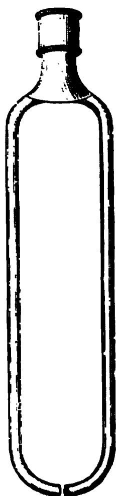
Généralisation des expériences. Comparaison des courants électriques aux courants liquides. — Les phénomènes d'attraction, de répulsion, de vibration que j'ai réalisés avec les liquides, pour imiter les effets d'électromagnétisme et d'induction, peuvent être également produit avec des courants gazeux, sous pression plus ou moins forte. On a vu que la plupart des phénomènes d'électricité statique sont imités presque indifféremment par des courants liquides ou par des courants gazeux et qu'enfin l'imitation des anneaux électrochimiques peut être réalisée avec des courants d'air comme avec les liquides que j'ai employés.

Il résulte donc de l'ensemble de ces faits que les phénomènes d'électricité, imitables par les courants liquides, le sont aussi par

les courants gazeux. On sait d'ailleurs que les équations générales du mouvement des fluides sont applicables à la fois aux liquides et aux gaz.

On a souvent assimilé le courant électrique à un courant d'eau qui s'écoule d'un réservoir placé à une hauteur déterminée. On a apporté, à l'appui de cette assimilation, divers faits dont le nombre et la valeur se sont accrus avec les progrès de la Science. Mes ex-

Fig. 8.



périences viennent à leur tour ajouter des preuves nouvelles à cette manière de voir.

Plusieurs lois fondamentales sont communes aux deux ordres de phénomènes que nous comparons. La formule de Ohm, $I = \frac{E}{R}$, qui exprime les lois de l'écoulement électrique, s'applique aussi à l'écoulement d'un liquide.

La rapidité de la transmission de pression dans les liquides est tout à fait comparable à celle de l'électricité : le télégraphe hydraulique de M. Tommasi en fournit la preuve.

En un mot, les lois de la propagation de l'électricité dans la *période variable* et dans l'*état permanent* sont analogues à celles de l'écoulement des liquides. Les lois des courants dérivés s'appliquent aussi aux deux ordres de phénomènes.

Il résulte de ce qui précède que l'on peut, dans un grand nombre de cas, regarder le courant électrique comme le mouvement d'un fluide incompressible obéissant aux lois de la Mécanique.

Plus le courant électrique est fort, plus les effets qu'il produit se rapprochent de ceux d'un courant liquide.

Quand un courant électrique passe d'un conducteur métallique à large section, dans un fil fin, il échauffe celui-ci, le fait rougir, le fond et même le volatilise.

Lorsqu'un courant liquide, sous forte pression, passe d'un tube large dans un tube étroit et flexible (par exemple un tube de caoutchouc de 5^{mm} de diamètre et de 1^{mm} d'épaisseur), il tend à gonfler celui-ci, à le tordre et à le faire éclater. L'analogie entre les deux effets paraît évidente.

Conclusions. — Après avoir imité, au moyen des courants liquides ou gazeux, dans de nombreuses expériences, les principaux phénomènes d'électricité statique ou dynamique, d'électromagnétisme et d'induction, d'électrochimie et même d'électrophysiologie, je me crois autorisé à conclure de l'analogie des effets à l'analogie des causes, à savoir que les phénomènes électriques (ou magnétiques) sont assimilables aux phénomènes hydrodynamiques, c'est-à-dire que l'électricité sous forme de *courant* (d'éther ou de matière pondérable) est analogue à un courant liquide, et, à l'état de *tension*, est analogue à une certaine quantité de liquide se répandant en jet.

A. KUNDT. — Die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene des Lichtes durch Eisen, Cobalt und Nickel (Sur les rotations électromagnétiques du plan de polarisation de la lumière au travers du fer, du cobalt et du nickel); *Sitzungsberichte der Königlich preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, t. XXXIV, p. 761; 1884.

M. Kundt a observé la rotation électromagnétique du plan de polarisation de la lumière qui a traversé des lames de fer, de cobalt et de nickel suffisamment minces pour être transparentes. Ces lames étaient obtenues en déposant ces métaux par voie électrolytique sur des miroirs en verre platiné, analogues à ceux dont se sert M. Kœnig pour ses appareils d'acoustique. Les lames ainsi

préparées étaient placées entre les pôles d'un électro-aimant de Ruhmkorff excité par un courant d'une intensité moyenne de 19 ampères.

La rotation due au fer est énorme : une lame d'une épaisseur d'environ $0^{mm},000055$ donne une rotation de $1°48'$; elle est plus de 30000 fois plus grande que celle que l'on observerait dans les mêmes conditions avec une lame de verre de même épaisseur, et 1462 fois plus grande que celle que donnerait naturellement une épaisseur égale de quartz. Le cobalt donne une rotation spécifique voisine de celle du fer; la rotation produite par le nickel est environ moitié moindre. Toutes ces rotations sont d'ailleurs positives, c'est-à-dire dans le sens du courant qui excite l'électro-aimant.

M. Kundt a pu aussi observer d'une manière très nette la dispersion des plans de polarisation dans le cas du fer et constater qu'elle est anomale : la rotation pour les rayons rouges est notablement plus grande que pour les rayons bleus.

M. Kerr avait trouvé (1) que le plan de polarisation de la lumière réfléchie normalement sur le pôle d'un aimant subit une rotation négative; M. Hall (2) avait confirmé ce résultat et l'avait étendu au cas du nickel et du cobalt. M. Kundt répète ces expériences, soit dans le cas de l'incidence normale, soit dans le cas de l'incidence oblique étudiée également par M. Kerr; il les confirme en tenant compte, ce que n'avaient pas fait ses devanciers, de la rotation due à la réfraction au travers des glaces utilisées dans la disposition des appareils, rotation que l'on peut calculer au moyen des formules de Fresnel. Il constate de plus que, si le fer placé dans le champ magnétique est recouvert d'argent ou de cuivre, il ne se produit plus aucune rotation du plan de polarisation de la lumière réfléchie. Il montre enfin que l'on peut rendre compte des résultats assez compliqués obtenus dans le cas de la réflexion oblique en admettant que la lumière ne se réfléchit sur ces surfaces métalliques qu'après avoir pénétré à une certaine profondeur, et que c'est dans ce passage à travers une mince couche de la substance que se produit la rotation du plan de polarisation.

---

(1) *Phil. Mag.*, 5e série, t. III, p. 321-343 (1877), et 5e série, t. V, p. 161-177 (1878).
(2) *Phil. Mag.*, 5e série, t. XII, p. 171; 1881.

Dans la réflexion normale aussi bien que dans le cas de la transmission, la rotation due au nickel est beaucoup plus petite que celle due au fer et au cobalt; dans les deux cas aussi, et pour le fer, la dispersion est anomale : la rotation est plus grande pour les rayons rouges que pour les rayons bleus.

M. Fitzgerald (1) avait cherché à donner une explication du phénomène de la rotation du plan de polarisation produite par la réflexion de la lumière polarisée sur la surface d'un aimant; M. Kundt combat cette théorie, qui ne s'accorde pas avec certains faits qu'il a observés. E. BICHAT.

E. BAZZI. — Sul calore sviluppato da una corrente durante il periodo variabile (Sur la chaleur développée par un courant pendant la période variable); *Nuovo Cimento,* terza serie, t. XIII, p. 5, 1883.

L'auteur s'est proposé de rechercher si, pendant la période variable, l'échauffement d'un fil traversé par un courant se fait, comme dans l'état permanent, suivant la loi de Joule. Pour cela, il détermine la quantité totale de chaleur développée pendant un certain temps τ par le courant variable. D'un autre côté, en partant des formules de Helmholtz et en supposant que l'échauffement du circuit est régi par la loi de Joule, il établit des formules exprimant cette même quantité de chaleur. Dans le cas des extra-courants, la relation entre q et τ est de la forme

$$q = \beta\left[\tau - \frac{1}{\alpha}(1 - e^{-\alpha\tau})\right]$$

et, dans le cas des courants induits, de la forme

$$q = \beta(1 - e^{-\alpha\tau}),$$

β et α étant des constantes dépendant de l'appareil calorimétrique, du circuit, de la pile, etc. L'accord des nombres déduits de ces formules avec les résultats de l'expérience a montré que l'application de la loi de Joule au courant, pendant la période variable, était légitime.

---

(1) *Proceedings Roy. Soc.*, t. XXV, p. 447.

L'appareil qui a servi aux mesures calorimétriques est une sorte de thermomètre de Riess. Dans le réservoir se trouve un fil de platine de $0^m,50$ de longueur et de $0^{mm},1$ de diamètre. L'échauffement communiqué à l'air par ce fil est mesuré par le déplacement d'une petite colonne d'eau qui joue le rôle d'index dans la tige horizontale du thermomètre. On sait que, quelle que soit la loi de distribution de la chaleur communiquée à une masse gazeuse à pression constante, la dilatation qui en résulte est proportionnelle à la quantité de chaleur reçue par cette masse gazeuse. Si donc on admet que la quantité de chaleur cédée à l'air du thermomètre est proportionnnelle à la quantité de chaleur développée par le passage du courant dans le fil, on voit que cette dernière sera proportionnelle au déplacement de l'index. Ce déplacement mesurait, en effet, la dilatation de l'air, car il avait lieu dans une région de la tige où la variation de la section avait été trouvée insensible. Il va sans dire que le réservoir du thermomètre était soustrait à l'action calorifique des corps environnants. D'autre part, la durée d'une expérience étant très courte, aucun déplacement de l'index ne pouvait avoir lieu par le fait d'une variation de la pression extérieure. Pour mesurer avec exactitude la courbe de l'index, on se servait de deux microscopes dont les axes étaient perpendiculaires à l'axe de la tige du thermomètre et perpendiculaires entre eux. L'un, fixe, était muni d'un fil qui marquait la position initiale de l'index. L'autre pouvait être déplacé à l'aide d'une vis micrométrique. Il était muni d'un micromètre dont on amenait d'abord le zéro en coïncidence avec le ménisque de l'index, c'est-à-dire en coïncidence avec le fil du premier microscope. Cette position était le point de départ dans les lectures faites sur la vis micrométrique. Pour mesurer une excursion de l'index, on éloignait le microscope mobile de façon que l'index, au terme de sa course, pût apparaître dans le champ. On avait le déplacement en ajoutant au nombre de millimètres, marqué par la rotation de la vis, le nombre de dixièmes de millimètre parcouru par l'image de l'extrémité de l'index sur le micromètre.

Le courant était fourni par 4[él] Bunsen ordinaires disposés en tension. Son établissement ne devait pas durer plus de quelques millièmes de seconde, sans quoi l'index eût été projeté hors du

tube. La fermeture du circuit, pendant de si faibles intervalles de temps, était réalisée à l'aide de l'interrupteur de Felici [1].

En présentant à l'Académie *dei Lincei* le Mémoire que nous venons d'analyser, M. Blaserna a fait observer que la coïncidence des courbes expérimentales obtenues par M. Bazzi avec les courbes déduites de la formule d'Helmholtz ne prouve pas nécessairement l'exactitude de cette dernière. Dans ses recherches sur l'état variable des courants [2], M. Blaserna est arrivé à cette conclusion, que les extracourants manifestent de véritables oscillations. La courbe représentant la fonction qui lie l'intensité au temps, au lieu d'être régulièrement croissante, présente des ondulations. Ces ondulations sont faibles et presque nulles dans les circuits rectilignes, et, au contraire, elles sont très marquées dans les circuits contenant des spirales capables de produire de forts extracourants. Il résulte de là que, tant qu'il s'agit d'effets galvanométriques ou autres, représentés par des intégrales comme

$$\int_0^t i\,dt \quad \text{ou} \quad \int_0^t i^2\,dt,$$

la théorie d'Helmholtz peut être considérée comme une première approximation ; on substitue à une courbe légèrement ondulée une courbe plus simple qui passe dans la partie moyenne de la région ondulée. Cette approximation est bien souvent suffisante. C'est ce qui a lieu dans le cas des recherches de M. Bazzi, où il n'est question toujours que d'effets mesurés par des intégrales. Il n'y a donc pas lieu de s'étonner que ce physicien trouve ses expériences d'accord avec la théorie d'Helmholtz. J. Pionchon.

ANNALES DE CHIMIE ET DE PHYSIQUE [Suite [3]].

5e série. — Tome XXVIII ; 1883.

E.-H. AMAGAT. — Mémoire sur la compressibilité de l'air, de l'hydrogène et de l'acide carbonique raréfiés, p. 480-499.

L'appareil employé par M. Amagat est un baromètre A, à cuve

(1) Voir *Nuovo Cimento*, série II, t. XII et XIII, et série III, t. IV.

(2) *Giornale di Scienze nat. ed econ.*, vol. VI, 1870. Palermo.

(3) *Voir* p. 367.

profonde; la partie supérieure du tube barométrique renferme le gaz sur lequel on opère; elle présente deux boules B, B′ de capacités sensiblement égales, séparées par un petit espace cylindrique où est tracé un trait de repère m' : un autre trait m est placé au-dessous de la deuxième boule. Un support à crémaillère permet d'élever ou d'abaisser à volonté le tube A, de manière à faire affleurer le mercure à l'un ou l'autre trait, et, par conséquent, réduire à moitié le volume du gaz enfermé d'abord dans l'appareil.

La partie supérieure du baromètre A plonge dans une cuve contenant de l'eau que l'on maintient à une température constante : elle communique avec la partie supérieure d'un baromètre différentiel S, S′, S″ de construction spéciale, qui sert à déterminer la pression du gaz dans A.

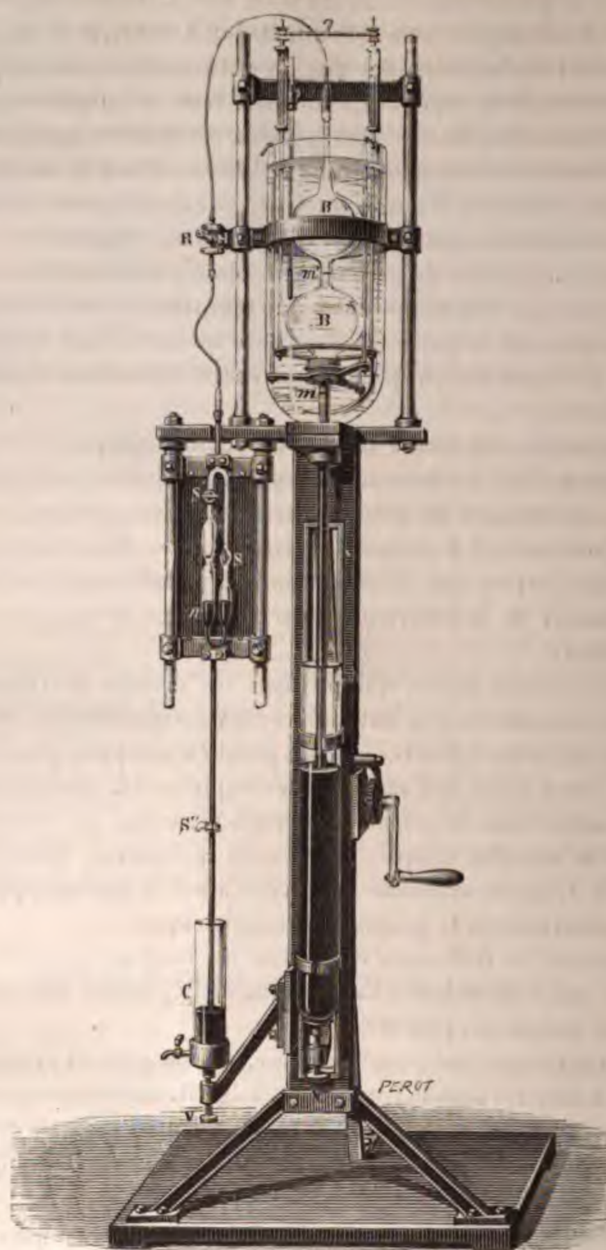
Ce baromètre est formé d'un tube étroit bifurqué à sa partie supérieure et dont les deux branches, d'un diamètre intérieur égal à $0^m,02$, sont munies de robinets servant principalement à introduire le mercure et à purger l'appareil; cette disposition a pour but d'éviter l'erreur qui, dans le manomètre différentiel ordinaire, peut provenir de la différence de température de deux colonnes mercurielles.

Afin de réduire autant que possible les erreurs de réfraction, les deux branches larges ont été rodées intérieurement, de manière à en faire des cylindres parfaits parallèlement aux génératrices desquels on a taillé des faces planes extérieures, maintenues rigoureusement dans le même plan vertical; enfin, un robinet S″, placé sur la branche unique, permet, en le fermant, d'obtenir un baromètre tronqué ordinaire et d'éviter ainsi les erreurs apportées par les variations de la pression atmosphérique.

On mesure la différence de niveau du mercure dans les deux branches du manomètre à l'aide d'un cathétomètre très sensible et dont la course est peu étendue.

Les expériences ont porté sur l'air, l'hydrogène et l'acide carbonique : leur résultat est purement négatif. Les écarts constatés par rapport à la loi de Mariotte sont tantôt dans un sens et tantôt dans l'autre et ne dépassent pas la limite des erreurs possibles. Les pressions initiales ont varié de $0^{mm},3$ à 12^{mm}.

M. Amagat ne pense pas que les expérimentateurs qui se sont occupés avant lui de cette question aient pu obtenir dans leurs


q
R
B
m
B
m
S
S
n
S''
C
V
PEROT

mesures un degré de précision supérieur à celui qu'il est certain d'avoir atteint. Il en conclut que la compressibilité des gaz ne présente aucune discontinuité pour des pressions supérieures à 1^{mm}, et que la loi de Mariotte peut être couramment appliquée aux pressions qui ne descendent pas au-dessous de cette limite.

5e série. — Tome XXIX; 1883.

J.-B. BAILLE. — Mesure des potentiels explosifs dans différents milieux, p. 181-193.

Dans un précédent travail (¹) l'auteur a exposé la mesure des potentiels des corps électrisés capables de fournir une étincelle de longueur déterminée dans l'air ordinaire, aux conditions ambiantes de température, de pression et d'humidité : il a en outre étudié l'influence de la courbure de l'électrode sur le potentiel explosif. Actuellement M. Baille se propose d'étudier les variations de ce potentiel avec la température, la pression ou la nature du milieu traversé par l'étincelle.

La méthode de mesure demeure la même, mais l'étincelle jaillit à l'intérieur d'un cylindre de laiton de $0^{m},10$ de diamètre et de $0^{m},20$ de hauteur, hermétiquement fermé par deux bases planes métalliques et muni de glaces revêtues intérieurement d'un grillage métallique. Les électrodes étaient des sphères de $0^{m},03$ de diamètre, l'une fixe, isolée du bâti, que l'on électrisait, l'autre communiquant au sol et susceptible de se déplacer par une vis de rappel.

La présence de l'enveloppe métallique augmente beaucoup la valeur du potentiel explosif correspondant à une distance fixe des boules, d'une part parce qu'il est possible de dessécher l'air plus complètement à l'intérieur de l'enveloppe métallique, de l'autre par suite de l'influence électrique exercée sur les parois.

Dans l'air, pour une même distance explosive, le rapport $\frac{V}{H}$ du

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXV, et *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 169; 1882.

potentiel à la pression demeure sensiblement constant. M. Harris avait cru pouvoir affirmer que, pour une pression fixe et des températures variables, la variation du potentiel, observée avec une distance explosive fixe, n'était fonction que de la masse de gaz traversée, c'est-à-dire que le potentiel variait en raison inverse du binôme de dilatation. D'après M. Baille, la variation de potentiel est plus rapide que ne l'indiquerait cette loi. Le produit $V(1+\alpha t)^2$ paraît sensiblement constant.

δ.	AIR.	HYDROGÈNE.		GAZ d'éclairage.		CHLORE.		ACIDE chlorhydrique.		ACIDE carbonique.	
0,05	10,65	6,00	0,57	6,54	0,61	9,29	0,87	17,0	1,59	17,7	1,66
10	20,14	9,77	49	11,71	59	16,95	85	33,4	1,66	33,6	1,67
15	28,61	13,84	49	17,05	60	25,11	88	44,8	1,57	38,9	1,36
20	35,57	17,43	49	22,16	62	30,36	85	52,1	1,47	44,1	1,24
25	43,82	21,33	49	27,12	62	35,90	83	59,2	1,35	45,7	1,04
30	49,28	24,61	50	29,91	60	40,94	84	"	"	46,3	0,94
35	57,08?	28,54	"	33,57	59	46,30	81	"	"	49,0	0,86
40	65,38?	32,69	"	37,95	58	"	"	"	"	49,8	0,76
45	69,94?	34,97	"	40,78	59	"	"	"	"	50,4	0,72
50	76,06?	38,03	"	46,05	60	"	"	"	"	"	"
Pouvoir isolant.	1	"	0,50	"	0,59	"	0,85	"	"	"	"

Le Tableau ci-joint se rapporte aux expériences faites avec différents gaz. Pour les gaz autres que l'air, la deuxième colonne indique le rapport du potentiel explosif dans le gaz au potentiel explosif dans l'air à une même distance δ. Pour certains gaz, le

chlore par exemple, ce rapport est constant, quelle que soit la valeur de δ, et peut servir de mesure au pouvoir isolant du gaz. Mais avec l'acide carbonique ce résultat est très loin d'avoir été atteint, et il est difficile d'attribuer un sens précis aux mesures. M. Baille pense que la variation du rapport est liée à la décomposition plus ou moins complète du gaz, produite par les étincelles.

Tome XXX; 1883.

H. BECQUEREL. — Mémoire sur l'étude des radiations infra-rouges au moyen des phénomènes de phosphorescence, p. 5-68.

Après un résumé historique très complet des travaux auxquels l'étude du spectre infra-rouge a donné naissance depuis la découverte de William Herschel, M. H. Becquerel expose les résultats qu'il a lui-même obtenus en utilisant, à l'exemple et à la suite de son père, les curieuses propriétés des substances phosphorescentes, si bien étudiées par M. Ed. Becquerel.

On sait que les radiations les plus réfrangibles du spectre sont les plus actives pour développer la phosphorescence, tandis que les moins réfrangibles agissent comme le ferait une élévation de température, activant d'abord et épuisant bientôt après la phosphorescence précédemment développée par d'autres radiations. Il résulte de là que, si un écran phosphorescent a d'abord été illuminé, et qu'on y projette ensuite la portion infra-rouge d'un spectre très pur, on pourra observer pendant les premiers instants une image directe de ce spectre, qui s'affaiblira progressivement, et enfin fera place à une image négative, dans laquelle les bandes froides apparaîtront lumineuses sur un fond obscur.

En 1873, M. Ed. Becquerel (¹) a donné à l'expérience une disposition qui permet d'obtenir d'une manière continue l'image négative du spectre. La méthode consiste à provoquer la phosphorescence de la substance impressionnable, pendant qu'elle est soumise à l'influence d'extinction du spectre infra-rouge. S'il arrive que l'extinction est plus rapide que l'excitation phosphorogénique, les régions frappées par les radiations du spectre infra-

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 4ᵉ série, t. X, et *Journal de Physique*, 1ʳᵉ série, t. VI, p. 137.

rouge resteront noires, alors que les portions non impressionnées par celui-ci deviendront vivement lumineuses. Ce cas remarquable est présenté par la blende hexagonale phosphorescente. Cette substance, réduite en poudre fine, avait été fixée d'une manière très homogène sur une bande de carton, au moyen de gomme arabique. La lumière solaire était reçue sur deux fentes parallèles, l'une très étroite, l'autre large; et l'on s'arrangeait pour obtenir deux spectres, le premier très net, le second rendu très diffus tant par la largeur de la fente d'où il émane que par l'absence de lentille de projection sur le trajet des rayons qui le composent. On superpose, sur le carton, le spectre diffus à la partie infra-rouge du spectre pur.

M. H. Becquerel a utilisé la méthode précédente, qui donne un spectre renversé; mais il a aussi observé le spectre direct, pendant la première phase de l'action des rayons infra-rouges sur une substance phosphorescente antérieurement illuminée. Pour donner à cette dernière observation la précision nécessaire, il est indispensable d'avoir une matière phosphorescente très active et surtout parfaitement homogène; on l'obtient en tassant la substance, réduite en poudre impalpable, dans des tubes en verre plats, scellés à la lampe ou dans une petite cuve en verre à faces planes. Dans ce dernier cas la glace antérieure est très mince : elle porte sur sa face interne une division en millimètres qui s'applique ainsi sur la surface phosphorescente elle-même et apparaît en noir sur le fond lumineux constitué par cette surface; elle fournit à l'observateur des repères pour relever, dans l'obscurité, la position occupée par les raies spectrales.

En outre de la blende hexagonale, employée surtout pour l'observation des spectres inverses, les substances phosphorescentes employées sont diverses variétés très brillantes de sulfures de baryum, de strontium et de calcium, préparées jadis par M. Ed. Becquerel.

Pour déterminer le plus exactement possible les longueurs d'onde correspondant aux diverses raies, on projetait sur les substances phosphorescentes les spectres fournis par des réseaux. En raison de la grande dispersion qu'ils présentent dans la partie infra-rouge, ces spectres sont très favorables pour l'observation des raies dans le voisinage de A; mais l'observation ne peut

s'étendre bien loin, car la partie infra-rouge du premier spectre est partiellement recouverte par la partie ultra-violette et brillante du second, et cet effet est surtout sensible sur un écran phosphorescent, où l'action phosphorogénique du second spectre se superpose à l'effet de la région rouge du premier. Il est donc indispensable d'éliminer du faisceau de lumière incidente les rayons violets et ultra-violets et même la plus grande partie des rayons lumineux du spectre, à l'aide d'un verre rouge au protoxyde de cuivre. Les observations sont limitées aux rayons dont la longueur d'onde est double des plus réfrangibles des rayons qui sont transmis au travers de l'écran coloré, car au delà apparaît l'image active du second spectre. Pratiquement cette méthode n'a pas permis d'observer directement et de mesurer la longueur d'onde des raies au delà de la raie 1042.

L'inconvénient qui résulte de la superposition du second spectre lumineux avec le premier spectre infra-rouge est largement compensé par l'emploi que l'on peut faire de cette superposition pour déterminer les longueurs d'onde avec une grande précision. Après avoir relevé la position des raies infra-rouges qui apparaissent sur la surface phosphorescente, on supprime le verre rouge : le second spectre lumineux apparaît et l'on relève, sur le même dessin, la position des raies principales de Fraunhofer. En ces points, la déviation des rayons obscurs correspond à une longueur d'onde double de celle des raies de Fraunhofer, lesquelles sont connues avec beaucoup d'exactitude. Par une interpolation graphique, on trouve ensuite la longueur d'onde de toutes les raies infra-rouges.

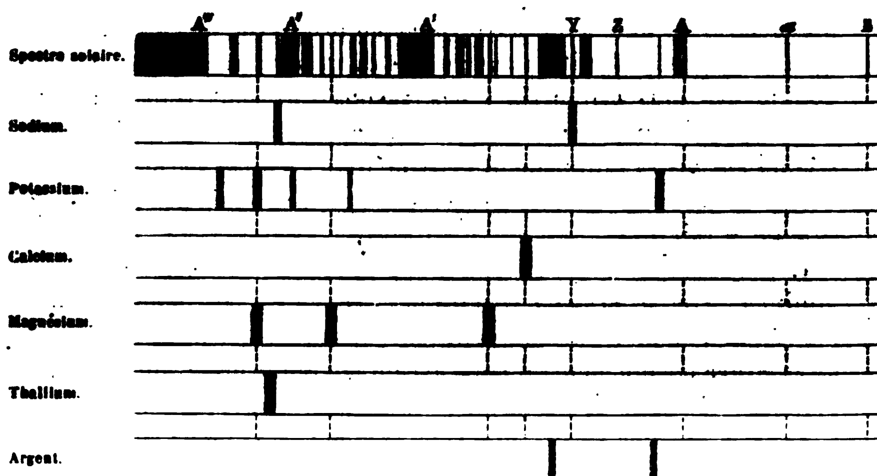
M. Ed. Becquerel, par une méthode différente, avait construit la courbe qui donne les longueurs d'onde dans le spectre jusqu'à 1300. Cette courbe coïncide avec celle de M. H. Becquerel dans la partie commune, c'est-à-dire jusqu'à 1040 ; il est donc naturel d'admettre que la coïncidence persisterait au delà, et même on peut, avec vraisemblance, prolonger la courbe jusqu'aux longueurs d'onde de 1400 à 1500.

Les résultats obtenus par M. H. Becquerel se rapportent : 1° au spectre solaire infra-rouge ; 2° aux spectres d'absorption des métaux de la famille du didyme, enfin aux spectres d'émission de divers métaux.

1° *Spectre solaire infra-rouge.* — Le spectre supérieur de la

fig. 1 ci-jointe se rapporte au spectre solaire. On y remarque spécialement trois bandes A', A'', A''' situées dans l'infra-rouge, d'origine certainement tellurique et attribuables à la vapeur d'eau, et dans l'intervalle entre A et A' une raie Y attribuable au sodium. Au delà de A''' on observe encore deux bandes plus faibles, non

Fig. 1.



figurées dans notre dessin. Le Tableau suivant donne les longueurs d'onde correspondant aux diverses portions du spectre infra-rouge d'après M. H. Becquerel :

Longueurs d'onde des principales raies obscures de la région infra-rouge du spectre solaire, exprimées en millionièmes de millimètre.

760,4	A de Fraunhofer.	894	
762		899	
764,5		903,5	(E. Becquerel).
765,5		913	Faible.
766,5		917	
768,5		926,8	
770		936	
771,5		943	Très forte bande.
776		947	
779		950	
782		957	

785,2	(E. Becquerel).
790	
794	Z de Brewster et Gladstone.
799,5	
802	
805,5	
807,5	
811	
814	
819	Très forte. Y de Brewster et Gladstone. -- Ed. Becquerel.
824	
831	
837	
841,5	
846	
850	
852	
861	
875,5	(Ed. Becquerel).
882	
885	

962	
967	
976	
980	
992	
997	
1003	
1007	(Ed. Becquerel).
1022	
1030	
1041	
1052,5	
1063	
1070,5	
1082	Très forte bande.
1091	(Ed. Becquerel).
1097,5	
1131	(Ed. Becquerel).
1169	
1220	Très forte bande.
1250	(Ed. Becquerel).
1304	(Fizeau).
1326	(Ed. Becquerel).
1440	Très large bande.
1500	(Fizeau).

Les nombres imprimés en petits caractères se rapportent à des raies que M. Becquerel n'a pu discerner et qui ont été vues directement par MM. Brewster et Gladstone ([1]), en lavant l'œil au moment d'observer, et en l'armant d'un verre bleu de cobalt ([2]).

2° *Spectres d'absorption.* — Les expériences de M. H. Becquerel ont été faites sur des produits préparés par M. Lecoq de Boisbaudran (didyme, samarium, erbium, thulium). Leurs solutions étaient placées en avant de la fente, de telle sorte que si l'on projetait le spectre solaire sur l'écran, successivement avec ou sans interposition de la substance absorbante, le spectre occupait la même position, et les lignes du spectre solaire servaient de repères pour fixer la position des bandes d'absorption.

([1]) *Phil. Trans.*, t. CL, p. 147; 1860.

([2]) On trouvera dans le Mémoire original une belle planche représentant le spectre infra-rouge prismatique, et le spectre infra-rouge normal.

3° *Spectres d'émission.* — Ils ont été observés en plaçant la substance à volatiliser dans un creuset de charbon au-dessous d'une pointe de charbon, et en faisant jaillir entre la pointe et le creuset l'arc voltaïque de 50 éléments Bunsen. Ce système était placé dans une lanterne de projection, et l'image de l'arc était concentrée sur la fente au moyen du système de lentilles employé pour éclairer les objets dans le microscope solaire. On observe le spectre positif qui précède l'extinction; mais il est indispensable d'employer, pour former l'écran phosphorescent, une substance assez sensible pour manifester nettement l'excitation, mais qui n'arrive pas trop rapidement à l'extinction. Le sulfure de calcium lumineux vert de M. Ed. Becquerel réalise suffisamment ces conditions.

La *fig.* 1 montre les principaux résultats obtenus avec le sodium, le potassium, le calcium, le magnésium, le thallium et l'argent; mais l'auteur se propose de perfectionner encore ses méthodes d'observation et d'étendre ces résultats à plusieurs autres métaux. Les spectres d'émission infra-rouges n'avaient jamais été observés avant les travaux de M. H. Becquerel.

Nous renverrons le lecteur au Mémoire original pour une multitude de détails intéressants qui ne sauraient trouver place dans une analyse rapide, et aussi pour les curieuses observations consignées dans une deuxième Partie du Mémoire, relative à divers phénomènes de phosphorescence sous l'influence des radiations calorifiques. Signalons en particulier ce fait que les diverses substances phosphorescentes ont des manières de se comporter différentes suivant la durée de l'exposition et suivant les parties du spectre infra-rouge qu'elles reçoivent. Il en résulte que des observations incomplètes pourraient faire croire à l'existence de bandes qui n'appartiennent réellement pas au spectre infra-rouge, et dont la production sur l'écran tient aux propriétés particulières de la substance phosphorescente, à la rapidité plus ou moins grande de l'extinction dans les diverses parties du rouge et de l'infra-rouge.

CORNU. — Rapport sur les machines électrodynamiques appliquées à la transmission du travail mécanique de M. Marcel Deprez, p. 214-238.

Ce rapport a pour objet les expériences exécutées le 4 mars 1883 aux ateliers du Chemin de fer du Nord, pour l'application des machines dynamo-électriques de M. Deprez au transport de la force, par l'intermédiaire d'un fil télégraphique.

La machine génératrice (type M. Deprez, n° 20) était reliée à la machine réceptrice (machine Gramme, type D transformé) d'un côté par un fil court et peu résistant, de l'autre par un fil télégraphique en fer galvanisé de 4^{mm} de diamètre, passant par la station du Bourget et présentant un développement total de 17^{km}. Ces conditions, bien que n'étant point identiques à celles où l'on se trouve d'ordinaire pour le transport de la force, n'ont point paru à la Commission de nature à altérer la valeur des expériences, étant donné qu'on ne faisait usage que de courants continus et non de courants alternatifs.

Les résultats des mesures sont de deux sortes : les uns, dynamométriques, se rapportent au travail transmis ; les autres, électriques, aux forces électromotrices développées dans les deux machines génératrice et réceptrice. Ils sont résumés dans les deux Tableaux suivants :

Résultats dynamométriques.

[Num]éro [d]e [l'expér]ience.	Nombre de tours par minute		Travail mécanique				Rendement dynamométrique	
			fourni		recueilli	transmis		
	Génératrice. N.	Réceptrice. n.	par la poulie du dynamomètre. T.	à la génératrice. T_m.	au frein de la réceptrice. T_n.	par tour de la génératrice.	brut. $\frac{T_n}{T}$.	transmission déduite. $\frac{T_n}{T_m}$.
..	378	104	ch 3,838	ch 3,296	ch 0,578	ch 0,00153	0,151	0,176
..	370	88	3,854	3,331	0,489	105	0,127	0,147
..	850	602	9,771	7,665	3,344	393	0,342	0,435
..	923	709	10,556	8,259	3,939	427	0,372	0,477
..	850	643	9,514	7,408	3,572	420	0,375	0,482
..	1024	799	12,267	9,731	4,439	433	0,362	0,456

Résultats électriques.

Numéro de l'expérience.	Nombre de tours par minute de la génératrice N.	Nombre de tours par minute de la réceptrice *n*.	Intensité I.	Différence de potentiel aux bornes de la génératrice U.	Différence de potentiel aux bornes de la réceptrice *u*.	Résistance effective de la ligne télégraphique. $\frac{U-u}{I}$.	Force électromotrice totale développée dans la génératrice E.	Force électromotrice totale développée dans la réceptrice *e*.	Rend… électr… $\frac{e}{E}$
			amp	volts	volts	ohms	volts	volts	
I......	378	104	2,39	722	321	167	855	116	0,1
II.....	370	88	2,52	745	355	155	888	138	0,1
VI....	923	709	2,52	2086	1685	159	2229	1468	0,6
VII...	850	643	2,57	1937	1479	179	2083	1258	0,6
VIII..	1029	799	2,50	2338	1994	138	2480	1779	0,7
	Valeur moyenne					159,6			

Voici les principales conclusions qui se déduisent de l'inspection de ces Tableaux :

Le travail absorbé par la génératrice et transmis à la réceptrice a augmenté avec la vitesse de la génératrice : il a atteint $4\frac{1}{2}$ chevaux, pour une vitesse de 1024 tours, à travers une résistance effective de 160 ohms représentant une double ligne télegraphique de $8^{km},5$ de longueur. Le rendement brut a pu monter jusqu'à $37\frac{1}{2}$ pour 100 du travail dépensé ; et, si l'on fait abstraction du moteur mécanique, pour s'attacher au résultat produit par les transformations successives de l'énergie, le rendement dynamométrique a même atteint 48 pour 100.

Le Tableau des résultats électriques montre que la ligne télégraphique a sensiblement présenté, pendant le transport de la force, c'est-à-dire avec un courant de $2^{amp},5$, la résistance de 160 ohms qu'on lui trouve avec un courant de $0^{amp},01$ pendant les essais préalables ; cette observation paraît établir suffisamment l'accord entre la théorie et l'expérience pour l'analyse des phénomènes de transformation de l'énergie dans le circuit.

La dernière colonne du Tableau donne le rapport $\frac{e}{E}$ des forces électromotrices totales développées dans chaque machine : on sait

que ce rapport représente le rendement dynamométrique, lorsqu'on néglige les phénomènes d'induction qui accompagnent toujours la production du courant principal dans les machines dynamo-électriques. Or l'expérience montre que le rendement électrique est notablement plus élevé que le rendement dynamométrique. Pour analyser de plus près ce désaccord, il vaut mieux calculer séparément les deux termes dont le rendement électrique n'est que le rapport. L'énergie électrique développée respectivement dans la génératrice et dans la réceptrice a pour valeur $\frac{EI}{75g}$, $\frac{eI}{75g}$; et le rapport $\frac{e}{E}$ de ces deux quantités est précisément le rendement électrique que nous considérons. Le Tableau suivant permet de comparer l'énergie électrique développée dans les deux machines au travail mécanique cédé à la génératrice et recueilli sur la réceptrice :

Numéro de l'expérience.	Énergie électrique développée		Travail mécanique		Coefficient pratique de transformation	
	dans la génératrice. $\frac{EI}{75g}$.	dans la réceptrice. $\frac{eI}{75g}$.	cédé à la génératrice. T_m.	recueilli à la réceptrice. T_u.	pour la génératrice. H.	pour la réceptrice. h.
	ch	ch	ch	ch'		
I.......	2,668	0,362	2,296	0,578	0,809	1,596?
II......	2,923	0,454	3,331	0,489	0,877	1,077?
VI.....	7,336	4,831	8,259	3,939	0,888	0,815
VII....	6,991	4,222	7,408	3,572	0,944	0,846
VIII...	10,097	5,809	9,731	4,439	0,832	0,764
			Moyenne	....	0,870	0,806

On reconnaît que, dans chacune des deux machines, l'énergie créée est inférieure à l'énergie dépensée, tandis que le raisonnement ordinaire, fondé sur le principe de la conservation de l'énergie, les suppose égales. Aux équations théoriques

$$EI = T_m, \quad eI = T_u,$$

il faut donc pratiquement substituer des équations

$$EI = HT_m, \quad heI = T_u,$$

dans lesquelles H et h sont des coefficients plus petits que 1, et

dont les valeurs pour les deux machines étudiées ont été de 0,87 et 0,81, soit 0,84 en moyenne.

A. MUNTZ et E. AUBIN. — Détermination de l'acide carbonique de l'air dans les stations du passage de Vénus, p. 238-248.

Voici les résultats moyens des expériences :

Stations	Longitude.	Latitude.	Acide carbonique pour 10000 parties d'air en vol.	
	Nord.			
Haïti (Pétrouville).........	61°.15′	18° ′ ″	2,78	2,808
Floride (Fort Marion à Saint-Augustin)...............	83.39	29.54.7	2,92	
Martinique (Fort Tartenson à Fort de France).......	63.40	14.36	2,80	
Mexique (Fort Loreto à Puebla).................	100.00	19. 1	2,73	
	Sud.			
Patagonie — Santa Cruz....	70.52	49.59.45	2,66	2,767
Patagonie — Chubut.......	67.26	43.18.50	2,95	
Chili (Cerro Negro).......	73. 1	33.16	2,69	

Il ressort de l'inspection de ce Tableau que les proportions d'acide carbonique contenu dans l'air de ces stations très éloignées ne diffèrent pas beaucoup de celles que l'on a trouvées dans notre climat. La moyenne générale 2,78 est un peu inférieure à celle trouvée par M. Reiset dans le nord de la France (2,962) et à celle que les auteurs du Mémoire ont trouvée dans la plaine de Vincennes (2,84) et au sommet du Pic du Midi (2,86). Il paraîtrait donc que la grande moyenne doive être un peu inférieure à celle qui serait établie d'après les observations faites en Europe.

La moyenne des prises de nuit est, dans toutes les stations, inférieure à celle des prises de jour. La légère infériorité de la proportion d'acide carbonique, dans l'hémisphère sud, est également digne de remarque.

AIMÉ WITZ. — Étude sur les moteurs à gaz tonnant, p. 289-358.

Ce Mémoire se divise en deux parties : l'une théorique, l'autre expérimentale.

Dans la première, l'auteur définit les cycles, calcule les coefficients économiques et les constantes des machines à gaz tonnant; dans la seconde, il compare les cycles théoriques aux cycles réels et il donne les résultats de ses expériences sur les explosions suivies de détente.

I. M. Witz divise les moteurs à gaz en quatre groupes.

a. Moteurs à explosion sans compression; type, moteur Lenoir. — Le piston aspire le mélange tonnant sous la pression constante de l'atmosphère : la communication avec l'extérieur étant interceptée, le gaz est enflammé et il détone. On admet, d'une manière un peu arbitraire, qu'au moment de l'explosion le volume reste constant et que la pression seule augmente. Les gaz de la combustion se détendent ensuite suivant une adiabatique en produisant du travail, et ils sont enfin refroidis sous pression constante avant d'être rejetés dans l'atmosphère, durant la période de retour du piston. Le cycle ainsi engendré est reproduit dans la partie supérieure de la *fig.* 1.

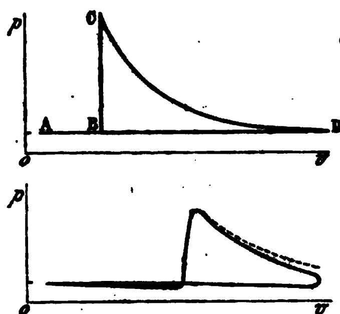
b. Moteurs à explosion avec compression : type, moteur Otto. — Le mélange est aspiré par une pompe auxiliaire sous la pression constante de l'atmosphère, puis il est comprimé suivant une adiabatique, soit dans un réservoir intermédiaire, soit dans le cylindre de travail. L'inflammation ayant lieu, le gaz s'échauffe sous volume constant et la pression atteint son maximum; les gaz de la combustion se détendent suivant une adiabatique, et, après détente complète, sont refroidis et expulsés sous pression constante (*fig.* 2).

c. Moteurs à combustion avec compression : type, moteur Simon. — Le cycle ne diffère du précédent que par le mode d'échauffement du gaz, qui se produit non plus à volume constant, mais à pression constante (*fig.* 3).

d. Moteurs atmosphériques : type, moteur Otto et Langen. — Dans ces appareils, le travail moteur est effectué par l'atmosphère. Le mélange tonnant, introduit dans le cylindre sous la pression de

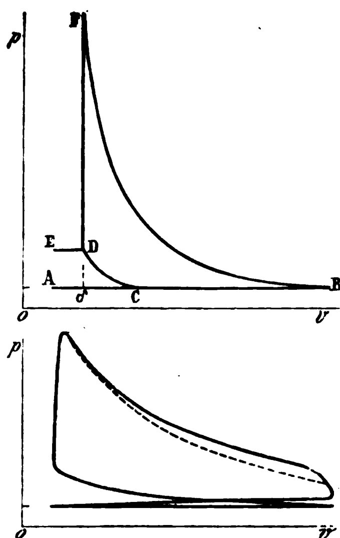
l'atmosphère, fait explosion, et le piston, qui est libre, est vivement refoulé : en vertu de sa vitesse acquise, il détend les pro-

Fig. 1.



duits de la combustion jusqu'à une pression moindre que la pression initiale ; leur force élastique diminue encore par refroidissement, à volume constant, au contact d'un réfrigérant ; puis,

Fig. 2.

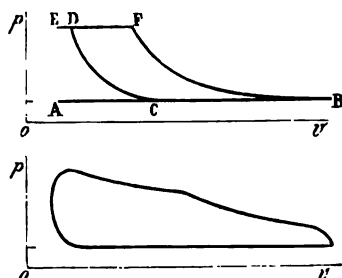


la pression atmosphérique agissant sur la face supérieure du piston le ramène en arrière, en développant un travail utilisable et en comprimant les gaz jusqu'à la pression extérieure sous laquelle ils sont expulsés. Libre dans la première période du cycle, le

piston est rendu solidaire de l'arbre de couche moteur dans sa marche rétrograde par l'intermédiaire d'un mécanisme particulier. Le cycle de ces moteurs est représenté par la *fig.* 4.

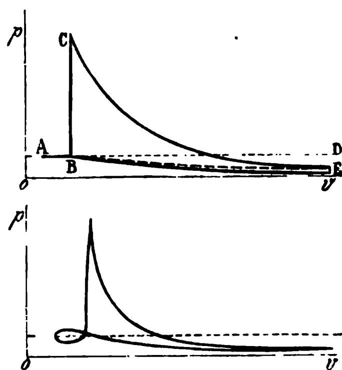
Avant d'appliquer aux moteurs à gaz tonnant les principes de

Fig. 3.



la Thermodynamique, il est nécessaire de se convaincre que l'on peut appliquer aux cycles réalisés dans ces machines la qualification de cycles fermés; en réalité, on admet dans le cylindre un mélange d'hydrogène, d'oxyde de carbone, de carbures divers et d'air; on renvoie dans l'atmosphère de l'acide carbonique et de

Fig. 4.



la vapeur d'eau presque entièrement condensée, et, par conséquent, l'état final de la masse gazeuse n'est pas identique à son état initial. Mais il suffit de remarquer que la nature des gaz introduits dans le cylindre est indifférente : il reviendrait au même d'introduire le mélange final, s'il était possible d'y faire passer, d'une source de chaleur extérieure, la quantité de chaleur dévelop-

pée par la combustion. Les moteurs à gaz tonnant ne diffèrent donc des moteurs à gaz ordinaires que par la manière dont s'introduit la chaleur, et les calculs de la Thermodynamique ne cessent pas de leur être applicables.

Les divers cycles représentés par les *fig.* 1, 2, 3, 4 sont formés d'adiabatiques et de lignes parallèles aux axes des volumes et des pressions : il est, par suite, facile de calculer le coefficient économique théorique caractéristique de chacun d'eux, en admettant que, dans toutes les transformations, le mélange gazeux se comporte comme un gaz parfait. Il n'y a, en effet, aucun motif de repousser cette hypothèse, dans les limites où la vapeur d'eau provenant de la combustion échappe à la condensation.

Désignons par

t la température initiale du mélange gazeux,
T la température maximum d'explosion ou de combustion,
θ la température des gaz à la fin de la compression adiabatique,
t' la température à la fin de la détente adiabatique,
t'' pour les machines atmosphériques, la température à laquelle on abaisse les gaz avant que l'atmosphère commence la compression adiabatique. Toutes ces températures sont comptées à partir du zéro absolu.

γ est le rapport $\frac{C}{c}$ des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant des produits de la combustion.

Des calculs bien connus donnent, pour les coefficients économiques ρ des quatre groupes de machines, les valeurs

$$\rho_1 = 1 - \gamma \frac{t' - t}{T - t},$$

$$\rho_2 = 1 - \gamma \frac{t' - t}{T - \theta},$$

$$\rho_3 = 1 - \frac{t}{\theta},$$

$$\rho_4 = 1 - \frac{t''}{t},$$

à l'aide desquelles on pourra discuter les mérites théoriques des divers moteurs. Pour passer à l'application, il est nécessaire de connaître les températures et les pressions développées dans la combustion des mélanges tonnants, ainsi que les valeurs des cha-

leurs spécifiques des produits de la combustion, d'où l'on déduira la valeur de γ. Considérant uniquement des moteurs alimentés par un mélange d'un gaz d'éclairage connu et d'air, M. Witz s'appuie sur les recherches antérieures de divers expérimentateurs, et, en particulier, sur celles de MM. Mallard et Le Châtelier, pour mener à bien ces calculs, d'un intérêt pratique, dans le détail desquels nous ne le suivrons pas.

Nous nous bornerons à reproduire le Tableau suivant qui en résume les résultats :

π est la pression de compression,
P la pression explosive maximum,
ρ le coefficient économique,
ρ' le rendement générique, c'est-à-dire le rapport qui existe entre le coefficient économique théorique ρ et le coefficient économique du cycle de Carnot, entre les mêmes limites de température.

	t.	π.	θ.	T.	P.	t'.	ρ.	ρ'.
	o	atm	o	o	atm	o		
I	288	»	»	1888	7,3	1224	0,24	0,28
II	288	3,0	371	1888	15,3	1088	0,38	0,44
III	288	3,0	371	1485	3,0	1152	0,23	0,26
	288	5,0	417	1485	5,0	1025	0,31	0,38
IV	288	»	»	1888	7,3	1224	0,39	0,46

II. Nous passerons aussi très rapidement sur la partie expérimentale du Mémoire. Les cycles pratiques diffèrent évidemment beaucoup des cycles réels, car on a admis :

1° Que la détonation est instantanée et que l'échauffement des produits de la combustion s'opère à volume constant ;

2° Que la détente est complète, qu'elle s'effectue suivant une adiabatique, sans perte ni gain de chaleur ;

3° Qu'il ne s'exerce pas de contrepression sur le piston dans la période de retour vers sa position primitive ;

4° Que la combustion est complète ;

5° Que les lois des gaz parfaits sont applicables aux produits de la combustion dans toute l'étendue du cycle qu'ils parcourent, ce qui ne peut être complètement exact à cause de la vapeur d'eau.

Il est intéressant de savoir dans quelle mesure la forme des cycles est altérée par la réalisation imparfaite de ces nombreuses

conditions, et, à ce titre, nous reproduisons dans la partie inférieure des *fig.* 1, 2, 3, 4, en regard des cycles théoriques, les diagrammes relevés directement sur le cylindre des divers moteurs (¹).

BERTHELOT et OGIER. — Sur la chaleur spécifique du gaz hypoazotique, p. 382-400.

L'étude de la chaleur spécifique du gaz hypoazotique et de ses variations avec la température emprunte un grand intérêt à la singularité que ce gaz présente sous le rapport de sa densité de vapeur. On sait qu'il n'atteint sa densité théorique que vers 150°, et que celle-ci est sensiblement la moitié de celle qu'il possède à 27°.

Les auteurs ont mesuré la chaleur totale cédée par le gaz hypoazotique à un calorimètre chauffé préalablement vers 28° à 30°. Le gaz lui-même était porté à des températures graduellement croissantes, par intervalles successifs de 40° à 50° environ, depuis 30° jusqu'à 300°. Les appareils étaient en principe les mêmes que ceux de Regnault, c'est-à-dire qu'ils étaient constitués par deux serpentins : l'un placé dans une étuve où le gaz atteint une température déterminée, l'autre dans un calorimètre où le gaz abandonne la chaleur acquise ; mais ces serpentins étaient en verre très mince, rodés à l'émeri et assemblés par le frottement. Les détails de l'appareil étaient combinés en vue d'assurer l'identité de température du gaz et de l'étuve et son refroidissement complet dans le serpentin du calorimètre, et aussi pour éviter toute condensation de gouttes liquides dans ce dernier serpentin.

Voici les résultats obtenus :

Intervalle $t_2 - t_1$.	Chaleur totale.	Chaleur spécifique moyenne. Pour l'unité de poids.	Pour le poids moléculaire (46gr).
° °	cal		
27-67	2988,0	1,625	74,7
27-103	5038,8	1,44	66,3
27-150	6309,9	1,115	51,3
27-198	6746,0	0,858	39,45
27-253	7209,4	0,693	31,9
27-280	7803,6	0,65	29,8

(¹) Nous renverrons le lecteur au Mémoire original pour la description de l'ap-

Les valeurs de la chaleur spécifique, pour le gaz hypoazotique, sont énormes et d'un ordre de grandeur tout à fait exceptionnel; de plus, elles présentent une singularité unique jusqu'ici; elles vont en décroissant quand la température s'élève. Le phénomène se complique encore si, au lieu de considérer la chaleur spécifique moyenne à partir de 27°, on considère les chaleurs spécifiques moyennes dans des intervalles de température de 40° à 50°, et à des températures moyennes de plus en plus élevées.

Intervalle.	Chaleur totale.	Chaleur spécifique moléculaire moyenne.
67-27 (40°)	2988	74,7
103-67 (36°)	2050,8	57,0
150-103 (47°)	1271,1	27,0
198-150 (48°)	436,1	9,1
253-198 (55°)	463-4	8,9
289-253 (36°)	594,2	12,9

La chaleur spécifique moyenne décroît d'abord jusque vers 150°, c'est-à-dire jusqu'à la température où la densité de vapeur devient constante; au-dessus de ce point, la chaleur spécifique moyenne croît avec la température, c'est-à-dire que l'acide hypoazotique rentre dans la règle générale dont il s'écartait jusque-là. On doit en conclure qu'entre 27° et 150° la chaleur absorbée par le gaz hypoazotique est la somme de deux quantités de chaleur : celle que le gaz absorberait s'il ne changeait pas d'état moléculaire, celle qui est absorbée par ce changement lui-même.

Entre 27° et 200° la chaleur spécifique moléculaire moyenne peut être représentée par la formule

$$95,1 - 0,28\,t;$$

entre 200° et 300° par la formule

$$8,43 + 0,07(t - 253).$$

Les chaleurs spécifiques élémentaires $\frac{dQ}{dt}$ sont représentées de même entre 27° et 150° par la formule

$$95,1 - 0,56\,t,$$

pareil qui a servi à M. Witz à étudier la combustion des mélanges tonnants, suivie de détente, ainsi que pour les nombreux et intéressants résultats qu'il publie à ce sujet. Cette partie de son travail ne nous a pas paru susceptible d'être analysée en peu de mots.

entre 150° et 300° par la formule

$$8,43 + 0,14(t - 253).$$

Ces deux dernières formules conduisent à une même valeur 7,1 pour la température de 157°, température qui peut dès lors être regardée comme la limite à laquelle la transformation du gaz hypoazotique est devenue totale.

La quantité de chaleur absorbée par le gaz hypoazotique en passant de 27° à 150° est supérieure à la chaleur même de vaporisation de ce corps. Elle est absorbée graduellement pour la moitié environ de sa valeur de 27° à 67°; un tiers de 67° à 103° et un sixième de 103° à 150°. Le changement, quel qu'il soit, qui s'opère dans la constitution du gaz, se manifeste aussi par la variation de densité et par le changement de coloration, et l'on peut, jusqu'à un certain point, calculer d'après les mesures de ces dernières données la fraction du poids total du gaz transformée aux diverses températures. Ainsi M. Salet avait trouvé que

		Centièmes.
Vers 26°	on aurait déjà transformé.....	20,00
» 76	»	65,6
» 100	»	89,2
» 135	»	98,7

M. Berthelot montre que ces résultats sont très sensiblement en accord avec ceux qui se déduisent de l'observation des quantités de chaleur.

BERTHELOT et OGIER. — *Sur la chaleur spécifique de l'acide acétique gazeux*, p. 400-410.

L'acide acétique à l'état de vapeur présente, comme l'acide hypoazotique, une variation remarquable de densité : celle-ci ne devient égale à sa valeur théorique qu'à partir de 230° environ. Il y avait intérêt à soumettre l'acide acétique à l'épreuve de la mesure des quantités de chaleur, qui a fourni, en ce qui concerne l'acide hypoazotique, des résultats si intéressants.

L'appareil employé est demeuré le même dans sa disposition générale, mais les serpentins étaient, cette fois, en platine. Les quantités de chaleur mesurées au calorimètre étaient la somme de trois effets :

1° Chaleur employée à échauffer l'acide liquide jusqu'à 118°;

2° Chaleur de vaporisation à 118°;

3° Chaleur employée à échauffer l'acide gazeux de 118° jusqu'à la température du réchauffeur. Pour pouvoir calculer cette dernière, on a mesuré la chaleur totale abandonnée par l'acide depuis son point d'ébullition, par les méthodes ordinaires.

Toutes réductions faites, voici les résultats obtenus :

Intervalle.	Chaleur totale.	Chaleur spécifique moyenne rapportée au poids moléculaire 60 grammes.
° °	Cal	
118-140	2,000	90,1
118-180	5,060	83,0
118-220	7,330	71,8
118-260	8,860	62,3
118-300	10,000	54,8

Ces valeurs de la chaleur spécifique moyenne sont énormes et décroissent par l'élévation de la température, comme cela avait lieu pour le gaz hypoazotique ; il en est de même si l'on considère des intervalles successifs de 40°, ainsi qu'on le voit par le Tableau suivant :

Intervalle.	Chaleur totale.	Chaleur spécifique moléculaire.		
° °		°		°
118-140	2,000	90,1	vers	129
140-180	3,050	76,2	»	160
180-220	2,280	57,0	»	200
220-260	1,530	38,2	»	240
260-300	1,140	28,5	»	280

Le décroissement est d'abord très rapide, puis il s'atténue au-dessus de 240°. La valeur moyenne entre 260° et 300° est même fort voisine de celle que la théorie indique, d'après la somme des éléments, et qui est de 27,21.

On n'observe pas, dans les limites de température auxquelles se rapportent les expériences, de minimum de la chaleur spécifique, ainsi que cela s'était produit pour le gaz hypoazotique. Ce minimum apparaîtrait sans doute si l'on poussait plus loin les expériences.

De 118° à 240°, la chaleur spécifique élémentaire de l'acide acétique gazeux est représentée par la formule

$$\frac{dQ}{dt} = 150,3 - 0,467\,t;$$

au-dessus de 240°, cette formule cesse d'être applicable. C'est jus-

tement vers cette température que la densité de l'acide acétique gazeux devient normale.

Le changement progressif de constitution de la vapeur d'acide acétique s'accomplit pour $\frac{1}{3}$ environ de sa valeur de 120° à 140°; pour moitié entre 140° et 180°, enfin pour $\frac{1}{6}$ de 180° à 220°. Ces résultats, déduits de la mesure des quantités de chaleur, concordent avec ceux que l'on peut calculer d'après la variation de la densité.

Il est à remarquer que la chaleur totale, somme de la chaleur de vaporisation et de transformation, est à peu près la même pour l'acide acétique (9905^{cal}) et l'acide hypoazotique (9600^{cal}); et qu'elle ne diffère pas sensiblement de la chaleur de vaporisation de l'eau (9650^{cal}) ou de l'alcool (9800^{cal}). Ceci semble indiquer qu'il s'agit réellement d'une somme de travaux pareille dans tous les cas, c'est-à-dire d'un phénomène purement physique et non d'un changement du nombre des molécules. Le travail de la vaporisation s'effectue d'un seul coup pour l'eau et la plupart des corps, tandis qu'il serait réparti sur un certain intervalle pour le gaz hypoazotique et l'acide acétique.

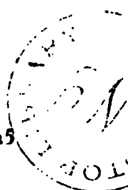
BERTHELOT et OGIER. — Sur la chaleur de vaporisation du brome, p. 410-411.

On sait que les vapeurs de brome et d'iode présentent, comme celles d'acide hypoazotique et d'acide acétique, une densité qui varie avec la température. Il eût été intéressant de connaître la variation de la chaleur spécifique de ces vapeurs. Des essais préliminaires, relatifs au brome, n'ont permis jusqu'ici que de mesurer sa chaleur de volatilisation, qui est de 6991^{cal}.

L.-C. de COPPET. — Recherches sur la solubilité des chlorures, bromures et iodures de potassium et de sodium, p. 411-429.

La solubilité des chlorures, bromures et iodures de potassium ou de sodium anhydres est représentée par des lignes droites; celle des bromure et iodure de sodium hydratés par des lignes courbes, présentant leur concavité aux ordonnées positives. A la température à laquelle ces sels deviennent anhydres, la courbe de solubilité présente une discontinuité brusque et devient rectiligne.

E. Bouty.



NOUVELLES RECHERCHES SUR LES FIGURES ÉLECTRIQUES DES CONDENSATEURS;

PAR M. E. VILLARI (1).

Quand on charge un condensateur, les électricités des armatures se diffusent en partie sur le verre; ces diffusions s'exagèrent, soit par l'effet des décharges partielles, soit quand on charge instantanément le condensateur en réunissant ses armatures avec celles d'une batterie portée à un potentiel élevé. Au moment de la décharge, des franges électriques lumineuses se forment sur le verre voisin des armatures et déchargent partiellement le verre, mais il reste toujours sur ses deux faces des résidus homologues aux charges primitives. Ces mouvements électriques entre le verre et les armatures, étudiés à l'aide du galvanomètre, établissent que :

Quand une armature d'un condensateur en équilibre électrique perd de l'électricité (au sens de la théorie unitaire), le verre qui l'entoure compense en parties ses pertes, donnant lieu à un courant dirigé vers l'armature; si, au contraire, l'armature gagne de l'électricité, une partie de celle-ci se répand sur le verre, donnant lieu à un courant dirigé de l'armature au verre.

Ces courants, qui constituent les franges lumineuses, modifient l'état électrique du verre, les courants de charge laissant des traces électrisées, les courants de décharge de traces neutres. Ces traces ont des formes différentes suivant qu'elles sont produites par de l'électricité positive ou négative; ce que l'on peut exprimer pour plus de commodité, en disant que si l'électricité s'écoule sur le verre (suivant la théorie unitaire), elle y laisse des traces fines et de nombreuses ramifications, de l'aspect des figures électriques positives; que si, au contraire, elle s'écoule vers les armatures, elle laisse sur le verre des traces arrondies comme des feuilles à nervures vides et de l'aspect des figures négatives.

En soufflant le mélange de Villarcy sur le verre d'un condensa-

(1) Résumé, par l'auteur, d'un travail publié dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences de l'Institut de Bologne*, 4e série, t. IV.

teur chargé, on produit des figures rouges et jaunes, qui sont souvent assez grandes et très belles : elles sont engendrées en partie par la charge électrique de la face du verre sur laquelle elles se produisent, qui attire l'une des poudres du mélange ; en partie par l'influence de l'électricité de la face opposée, qui attire l'autre poudre.

Quand on opère sur un condensateur récemment déchargé, les figures qui s'y forment sont quelquefois assez complexes. Le verre du condensateur conserve alors sur ses deux faces des résidus homologues aux charges primitives des armatures, par suite, l'une des poudres se fixe sur la face soumise à l'expérience, en vertu de l'attraction de la charge propre à cette face ; en outre, sur la même face, il y a des traces neutres laissées par les franges de la décharge, traces qui, par l'action de l'électricité de la face opposée, se recouvrent de l'autre poudre : ainsi se forment des figures complexes qui pourraient faire croire, mais à tort, à l'inversion du signe de la charge résiduelle par l'effet de la décharge du condensateur.

Quand un condensateur est trop chargé, il se produit ce que j'ai appelé des *décharges partielles internes* qui produisent des ramifications étendues sur les deux faces du verre : celles-ci se révèlent par de splendides figures quand on insuffle le mélange. Mais, si la charge dépasse une certaine mesure, alors quelques-uns des rameaux des décharges partielles franchissent les bords du verre, se réunissent ; une grosse étincelle glisse sur le verre, réunit les armatures, et le condensateur se décharge conjointement avec l'électricité des décharges partielles diffuses sur le verre ; car l'armature positive envoie à l'étincelle de décharge une grande partie de son électricité propre qui est reçue par l'armature négative ; des traces neutres se produisent sur le verre. En insufflant le mélange sur une face, les résidus, homologues à la charge originaire qui n'est pas entièrement neutralisée, attirent la poudre d'une couleur, et celle de l'autre couleur se dépose sur les traces neutres par l'action des résidus de la face opposée. Les figures ainsi produites feraient croire à une inversion de la charge ; mais le plan d'épreuve montre que, même dans ce cas, les résidus de chaque face sont bien homologues aux charges primitives.

Toutes ces figures se produisent mieux sur la face du condensa-

, sur cette
aussi très
ier résidu
.
hèse, per-
lik.
nière sui-
eurement,
de soufre
ec l'arma-
'armature
ieu de la
ges lumi-
re et pro-
listinctes.
ics, rami-
ar des ra-
plus grand
ninent à la
arrondies

LES ÉLEC-
CES ÉTIN-

t dans les
ltèrent le
s. Si l'on
e lame de
ui résulte
grossisse-

l'Académie
e, t. I.

teur cha
vent ass
par la cl
produise
l'influen
poudre.
Quan
figures
du cond
mologue
des pou
l'attract
même fa
décharg
sée, se
complex
du signe
densateu
Quan
j'ai app
ramifica
révèlent
Mais, si
des ram
verre, se
nit les
avec l'él
l'armatu
partie d
tive; de
le méla
ginaire
d'une co
neutres
ainsi pr
le plan
chaque
Tou

goût ou en raison de leur profession, s'intéressent à cette branche de la Physique, nous avons entrepris le travail que nous offrons au public. L'Œuvre de M. F. Jenkin a été fidèlement respectée; mais il nous a paru utile d'ajouter à la fin de l'Ouvrage plusieurs Notes qui en faciliteront la lecture.

Titres des Chapitres.

I. Quantité d'électricité. — II. Potentiel. — III. — Courant. — IV. Résistance. — V. Mesures électrostatiques. — VI. Magnétisme. — VII. Mesures magnétiques. — VIII. Mesures électromagnétiques. — IX. Mesures de l'induction électromagnétique. — X. Unités adoptées dans la pratique. — XI. Théorie chimique de la force électromotrice. — XII. Thermo-Électricité. — XIII. Galvanomètres. — XIV. Électromètres. — XV. Piles électriques. — Mesures des résistances. — XVII. Comparaison des capacités, potentiels et quantités. — XVIII. Machines électriques à frottement. — XIX. Machines servant à produire de l'électricité, au moyen de l'induction électrostatique. — XX. Appareils magnéto-électriques. — XXI. Appareils électromagnétiques. — XXII. Appareils télégraphiques. — XXIII. Vitesse des signaux. — XXIV. Lignes télégraphiques. — XXV. Défauts sur les lignes télégraphiques. — XXVI. Applications utiles de l'électricité en dehors de la Télégraphie. — XXVII. Electricité atmosphérique et terrestre. — XXVIII. Boussole marine. — XXIX. Téléphone et microphone.

Titres des Notes ajoutées.

I. Mouvement d'un corps solide autour d'un axe fixe. — II. Lois de la torsion des fils. Expériences de Coulomb. — III. Sur les unités fondamentales et les unités mécaniques dérivées. — IV. Sur les lois de Coulomb. — V. Sur la déperdition de l'électricité. — VI. Sur le potentiel. — VII. Sur les tubes de force et leurs propriétés. — VIII. Vérifications de la loi de Coulomb. — IX. Sur l'énergie électrique. — X. Théorèmes généraux sur l'influence électrique. — XI. Force mécanique résultante sur un conducteur. — XII. Sur l'électromètre à quadrants de Thomson. — XIII. Électromètre absolu de Thomson. — XIV. Sur l'électromètre portatif de Thomson. — XV. Machine Gramme. — XVI. Sur la transmission de la force. — XVII. Téléphones et microphones; 1° Téléphone sans pile. Balance d'induction; 2° Microphones. Téléphones à piles; 3° Téléphones divers. Condensateur chantant 4° Radiophone. Expériences de M. Mercadier.

CULLEY (R.-S.). — Manuel de Télégraphie pratique. Traduit de l'anglais (7e édition), et augmenté de *Notes sur les appareils Breguet, Hughes, Meyer et Baudot, sur les transmissions pneumatiques et téléphoniques*, par Henri Berger, ancien Élève de l'École Polytechnique, Directeur-Ingénieur des lignes télégraphiques, et Paul Bardonnaut, ancien Élève de l'École Polytechnique, Directeur des postes et des télégraphes. Un beau volume grand in-8, avec plus de 200 figures dans le texte et 7 planches; 188[illegible]. Broché. 18 fr.
Cartonné à l'anglaise. 20 fr.

10329 Paris. — Imp. Gauthier-Villars, quai des Augustins, 5

teur qui a été en communication avec le sol, parce que, sur cette face agit le résidu électrique propre, et d'une manière aussi très énergique celui de la face directement chargée : ce dernier résidu est, il est vrai, plus éloigné, mais il est plus considérable.

Les mêmes principes, sans le service d'aucune hypothèse, permettent d'interpréter plusieurs figures décrites par Antolik.

Enfin on peut obtenir de nouvelles figures de la manière suivante : sur une lame de verre horizontale et armée inférieurement, on répand une couche mince du mélange de minium et de soufre non électrisé ; on réunit ensuite l'armature inférieure avec l'armature externe d'une batterie fortement chargée, et dont l'armature interne est déchargée à l'aide d'un excitateur au milieu de la couche de poudre. Dans ce cas, il se produit des franges lumineuses assez jolies qui laissent des sillons dans la poudre et produisent ainsi des figures à ramifications radiales assez distinctes. Les positives résultent d'un moins grand nombre de troncs, ramifiés en lignes brisées presque droites, et se terminent par des rameaux très fins. Les figures négatives consistent en un plus grand nombre de troncs à courbures légères et douces, et se terminent à la périphérie en une espèce de couronne de petites folioles arrondies qui encadrent toute la figure.

RECHERCHES MICROSCOPIQUES SUR LES TRACES DES ÉTINCELLES ÉLECTRIQUES GRAVÉES SUR LE VERRE, ET SUR LE DIAMÈTRE DE CES ÉTINCELLES ;

Par M. E. VILLARI [1].

Les franges des étincelles lumineuses qui se produisent dans les condensateurs chargés ou déchargés instantanément altèrent le vernis qui les recouvre et y demeurent légèrement gravées. Si l'on fait glisser une puissante étincelle d'une batterie sur une lame de glace appropriée, il s'y produit une trace assez belle et qui résulte de plusieurs zones diversement colorées ; vues avec un grossisse-

[1] Résumé, par l'auteur, d'un Mémoire publié dans les *Actes de l'Académie Royale des Sciences physiques et mathématiques de Naples*, 2e série, t. I.

ment de 20 à 30 diamètres, voici comment apparaissent ces zones :

1° Une zone axiale écailleuse formée de verre à peu près nu, tout crevassé superficiellement de manière à former une sorte de plancher à lames polygonales irrégulières.

La trace est symétrique par rapport à cette zone écailleuse ; en allant de l'axe aux bords, on rencontre :

2° Une zone grise pointillée, formée comme d'une multitude de petits gobelets irréguliers, disséminés et fixés sur le verre crevassé ;

3° Une zone jaune pointillée, formée de corpuscules plus petits, plus régulièrement disséminés sur le verre crevassé ;

4° Une zone où le verre est comme terni ;

5° Une zone limite, formée d'une sorte de traînée de verre brisé à la surface et qui paraît terminer la trace ;

6° Une dernière zone blanche.

Avec un fort grossissement (700 diamètres environ) la quatrième zone paraît formée de verre sillonné de lignes courbes qui s'entrelacent en réseau et dans laquelle se trouve un petit nombre des corpuscules de la zone pointillée ; la sixième zone paraît résulter d'une poudre fine, sans doute de verre, éparpillée par la décharge. Les autres zones, vues avec un grossissement plus considérable, ne montrent pas de particularités dignes de remarque.

La zone écailleuse ne se produit qu'avec les étincelles puissantes ; il paraît donc que la plus grande énergie thermique des étincelles se trouve dans leur région axiale où se forme cette zone écailleuse.

Les traces varient avec la nature des lames, et non avec celle des électrodes ; elles sont à peu près inaltérables à l'acide nitrique et à l'eau régale ; d'où je conclus qu'elles sont dues à la chaleur de l'étincelle qui fait éclater le verre et le décompose plus ou moins profondément.

Tous les verres ne se prêtent pas également à ce genre de recherches : les deux faces d'une même lame ne s'y prêtent pas également bien.

Sur le quartz, les étincelles laissent des traces légères dues peut-être à des parcelles arrachées des électrodes.

Quand l'étincelle glisse sur les deux faces d'une lame, les traces

montrent qu'il y a eu attraction entre les deux parties de l'étincelle glissant sur les deux faces.

Les traces étant bien limitées par la zone limitante, j'ai pu opérer, à l'aide du microscope et de la chambre claire, une série de mesures de leur largeur. J'ai mesuré aussi le diamètre des trous faits par des étincelles à travers une carte, et les résultats, tous bien concordants, ont montré que :

1° Le rapport entre le carré des diamètres des traces ou des trous et les charges, pour un potentiel constant, est constant;

2° Le diamètre des traces ou des trous décroît un peu avec le potentiel pour une charge constante.

S'il est permis de conclure de ces résultats au diamètre des étincelles elles-mêmes, nous dirons que :

1° La section de l'étincelle est proportionnelle à la charge qui la produit, pour une valeur constante du potentiel;

2° La section de l'étincelle décroît lentement, à charge constante, quand le potentiel décroît.

SUR LA CHALEUR TOTALE DÉVELOPPÉE PAR UNE OU PLUSIEURS ÉTINCELLES ENGENDRÉES PAR LA DÉCHARGE D'UN CONDENSATEUR;

PAR M. E. VILLARI [1].

Mes expériences sur la chaleur dégagée par la décharge, au moyen des étincelles électriques, ont été réalisées avec un thermomètre excitateur et un ou deux thermomètres à étincelle, qui, par le moyen de tubes de gomme parfaitement égaux, communiquaient entre eux et avec un tube de verre à index de glycérine et d'eau, de manière à ne former qu'un seul thermomètre, avec un seul index. Ces thermomètres faisaient partie d'un circuit unique qui, par le moyen de contacts de mercure, s'unissait, au moment de la décharge, à une batterie convenablement chargée : alors, par le mouvement de la branche mobile du thermomètre excita-

---

[1] Résumé, par l'auteur, d'un travail publié dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences de l'Institut de Bologne*, 4e série, t. IV (Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. IX, p. 5).

teur, on provoquait la décharge; les étincelles éclataient dans les ballons et la chaleur totale développée par elles se mesurait par le déplacement de l'index.

Les expériences ont été répétées un très grand nombre de fois avec cet appareil, et les résultats, assez concordants entre eux, m'ont conduit à deux séries principales de conclusions : celles qui se rapportent à une ou deux étincelles, et celles qui se rapportent à trois. Et comme les conclusions relatives à une ou deux étincelles sont analogues et dépendent même des résultats que j'ai obtenus pour la longueur de ces étincelles ([1]), je mettrai en regard les deux sortes de résultats relatifs à la longueur et à la chaleur.

Chaleur totale d'une ou de deux étincelles.	*Longueur d'une ou de deux étincelles.*
1° Quand, dans le circuit, il n'y a d'autre étincelle que l'excitatrice, la chaleur qu'elle développe présente un léger minimum.	Quand, dans le circuit, il n'y a d'autre étincelle que l'excitatrice, sa longueur est un minimum.
2° Quand, outre l'excitatrice, il se produit dans le circuit une étincelle conjonctive très courte (fraction de millimètre), la chaleur totale des deux étincelles présente un léger maximum.	2° Quand, outre l'excitatrice, il se produit dans le circuit, une étincelle conjonctive très courte (généralement une fraction de millimètre), la somme des longueurs des deux étincelles présente un maximum.
3° Quand, outre l'excitatrice, il se produit une étincelle conjonctive qui n'est pas très courte, et qui peut atteindre à peu près la limite de la distance explosive, la chaleur totale développée par les deux étincelles demeure constante, à un très haut degré d'approximation, et se trouve comprise entre le maximum et le minimum ci-dessus indiqués.	3° Quand, outre l'excitatrice, il se produit une étincelle conjonctive qui n'est pas très courte, et qui peut atteindre presque la limite de la distance explosive, la somme des longueurs des deux étincelles est, à un haut degré d'approximation, constante et comprise entre les valeurs maximum et minimum ci-dessus indiquées.
4° La chaleur totale de deux étincelles conjonctives, telles que la somme de leurs longueurs est constante, se trouve aussi constante, et elle varie à peu près comme leurs longueurs.	

([1]) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. II, p. 581.

5° Il en résulte que la chaleur développée par les étincelles conjonctives est proportionnelle à leurs longueurs, et sans doute la température en est indépendante.

6° Dans la période où la somme des longueurs est sensiblement constante (n° 3), on relève un léger *maximum* quand la conjonctive atteint une longueur à peu près égale à celle de l'excitatrice ([1]).

7° Ce léger maximum de chaleur est dû exclusivement à l'excitatrice, puisque deux conjonctives ne le présentent pas (n° 4); peut-être l'excitatrice augmente-t-elle un peu de diamètre en se raccourcissant dans ces limites.

8° Quand, outre la conjonctive, il se produit dans le circuit une très courte excitatrice, la chaleur totale produite présente un léger maximum.

9° Ces maxima de chaleur par l'effet d'une très courte étincelle coïncident avec une diminution de la charge interne des condensateurs.

6° Dans la période où la somme des longueurs est sensiblement constante (n° 3), on relève un léger *minimum* quand la conjonctive atteint une longueur à peu près égale à l'excitatrice ([1]).

7° Ce léger minimum est dû naturellement à l'excitatrice qui, dans ces circonstances particulières, se raccourcit un peu plus que l'accroissement de la conjonctive ne l'exigerait.

8° Quand, outre la conjonctive, il se produit dans le circuit une très courte excitatrice, la somme de leurs longueurs est un maximum.

9° Ces maxima de la somme des longueurs des deux étincelles coïncident avec une diminution de la charge interne des condensateurs.

Les conclusions relatives à la chaleur engendrée par trois étincelles, une excitatrice et deux conjonctives produites par une même décharge, se résument par les propositions suivantes :

1° La chaleur, engendrée par une seule excitatrice, est un léger minimum ; celle qui est engendrée par une excitatrice et une conjonctive est un peu plus grande; et peut-être celle qui est engendrée par une excitatrice et deux conjonctives est encore plus grande, tout au moins quand ces dernières ne sont pas très petites;

2° La chaleur développée par trois étincelles est sensiblement constante, de quelque manière que l'on fasse varier leurs longueurs respectives.

([1]) Ce maximum et ce minimum coïncident.

3° Dans cette période de chaleur presque constante, on remarque un léger maximum quand les trois étincelles sont à peu près de même longueur.

On peut étendre la propriété ainsi trouvée pour deux ou trois étincelles à un plus grand nombre, et, si l'on fait abstraction des légères perturbations que nous avons indiquées et qui sont en relation intime avec les charges internes, on peut dire aussi que :

4° La quantité de chaleur développée par les étincelles extérieures d'un condensateur est indépendante de leur nombre et de leurs longueurs relatives, et ne dépend que du potentiel et de la charge du condensateur.

EFFET MÉCANIQUE SINGULIER DE LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE;

PAR M. E. VILLARI (1).

Quand on cherche à percer une lame de verre mince, au moyen d'une décharge électrique, il arrive très souvent que l'étincelle glisse sur les deux faces de la lame sans la rompre. Mais, si l'on opère de la même manière avec une lame de glace argentée sur l'une de ses deux faces et de largeur médiocre, on réussit assez facilement à la briser par la décharge, alors même qu'elle a plusieurs millimètres d'épaisseur. On obtient des résultats analogues si l'on fait glisser une puissante étincelle sur la seule surface argentée du verre. J'ai réussi, de cette manière, à faire éclater des lames de glace de 7^{mm} d'épaisseur, qui étaient parmi les plus fortes que je possédais.

J'ai pu briser deux lames de glace, ayant ensemble une épaisseur de 16^{mm} à 17^{mm}, superposées par leur face nue et présentant leurs faces argentées à l'extérieur, en faisant éclater sur elles, à l'aide du spintéromètre, la décharge d'une batterie de 24 bouteilles contenant 96 unités d'électricité.

Pour que la décharge produise ces phénomènes, elle doit glisser

---

(1) Résumé, par l'auteur, d'un Mémoire publié dans le tome IV de la quatrième série des *Mémoires de l'Académie des Sciences de l'Institut de Bologne*.

sur les faces argentées des lames, et l'effet produit peut être comparé à un coup de marteau ou de bélier; je crois pouvoir l'attribuer à la volatilisation subite de la couche d'argent. En effet, cet effet de la décharge augmente d'énergie avec la quantité et avec le potentiel de la charge électrique.

Les bords du verre ainsi fracturé présentent un aspect conchoïde, et les lignes de ces fractures semblent partir de chacun des deux pôles pour rejoindre en s'écartant les unes des autres la face opposée. Ces lignes, par leur direction, rappellent les spectres magnétiques ou les diagrammes de lignes de force.

SUR UNE INTERPRÉTATION RÉCENTE DU PHÉNOMÈNE DE HALL;

PAR M. A. RIGHI.

M. A. Leduc a donné un résumé et fait une critique d'expériences de M. Shelford Bidwell, à l'appui d'une nouvelle interprétation du phénomène de Hall, sans doute très ingénieuse ([1]). Un résumé d'une Note, que je viens de faire paraître, sur le même sujet, aura quelque intérêt ([2]).

Ayant découvert jadis que le phénomène de Hall a une très grande intensité avec le bismuth ([3]), j'ai voulu voir si l'explication de M. Bidwell y était applicable. Comme j'ai démontré, en outre, que la résistance électrique du bismuth du commerce contenant des traces d'étain diminue en s'échauffant entre certaines limites de température ([4]), et comme le phénomène de Hall a même sens que dans l'or et le cuivre, en admettant l'explication de M. Bidwell, il faut que le courant thermo-électrique qui se développe entre une partie tendue ou comprimée et une partie qui

---

([1]) *Voir* p. 363 de ce Volume.

([2]) *Transunti dell Acc. dei Lincei*, 1884. Cette Note a été lue le 15 juin 1884.

([3]) *Transunti dell' Acc. dei Lincei*, t. VII, 1883. *Comptes rendus*, 1883. *Nature*, 1883. *Phil. Mag.*, 1883. *Journal de Physique*, novembre 1883. *Mem. dell' Acc. di Bologna*, t. V, 1883. *Nuovo Cimento*, mars 1884. *Journal de Physique*, mars 1884.

([4]) *Accademia dei Lincei*, 1884. *Journal de Physique*, août 1884.

ne reçoit aucune déformation, ou encore entre une partie tendue et une comprimée, ait une direction toujours opposée à celle du courant que, dans les mêmes circonstances, donnent l'or et le cuivre; ou, ce qui est la même chose, la même direction qu'avec le fer. De plus, ce courant doit être vraisemblablement très fort.

Avec de petites barres de bismuth du commerce, qui avaient été solidifiées et refroidies très lentement, et dont, par conséquent, la résistance pour plusieurs degrés au-dessous et au-dessus de la température ambiante diminuait avec l'échauffement, j'ai vérifié, au contraire, avec les plus grands soins, que le courant thermo-électrique susdit n'était pas sensiblement plus intense qu'avec d'autres métaux, et avait *même direction* qu'avec le cuivre.

L'explication de M. Shelford Bidwell ne peut donc pas s'appliquer à ce bismuth, qui, comme je l'ai constaté directement, présentait toujours, et avec grande intensité, le phénomène de Hall dans le sens ordinaire.

Une deuxième expérience m'a conduit plus nettement encore à la même conclusion.

J'ai fondu une petite croix de bismuth, comme pour faire l'expérience de Hall, mais assez épaisse pour n'avoir pas besoin d'être appliquée sur du verre. Elle a 1^{mm} environ d'épaisseur, et les bras principaux ont ensemble une longueur de 35^{mm} et une largeur de 13^{mm}. A ses quatre bouts, j'ai soudé des électrodes de cuivre assez flexibles. Les extrémités où se trouvent les électrodes principales ont été fixées avec du mastic à deux supports, de manière que les faces de la lame soient verticales. Enfin un étrier isolé de la lame, et fixé sur elle par du mastic dans la direction de la ligne qui joint les deux électrodes secondaires, porte au-dessous un crochet auquel on peut attacher des poids qui tendent à déformer la lame.

Ayant fait communiquer les électrodes principales avec les pôles d'un couple Bunsen et les électrodes secondaires avec un galvanomètre, et ayant réglé les bras de la croix jusqu'à ce que cet intrument ne reçût presque pas de courant, je n'ai pas obtenu de déviation sensible en attachant au crochet un poids de 1^{kg} ou en enlevant ce poids. La même lame, bien qu'épaisse de 1^{mm}, placée entre les pôles de l'électro-aimant de Ruhmkorff, montrait le phé-

nomène de Hall par des déviations de $39^{mm},5$ de l'échelle du galvanomètre.

Suivant l'explication de M. Bidwell, la déformation mécanique aurait dû produire un courant plus fort, car la force électromagnétique due à l'électro-aimant et qui, comme le poids, tend à déformer la lame, est certainement moindre que 1^{kg}.

L'explication de M. Bidwell est donc en défaut pour le bismuth, et il est vraisemblable que, même dans les autres métaux, la cause du phénomène de Hall est différente. Toutefois les raisonnements de M. Bidwell paraissent exacts et les phénomènes qu'il décrit doivent avoir lieu. Mais il me semble qu'ils ne doivent être considérés que comme secondaires et donner lieu seulement à une correction à faire, lorsqu'on veut comparer numériquement l'effet de Hall dans les différents métaux.

Il ne faut donc pas encore repousser l'explication de M. Hopkinson consistant à admettre que l'action électromagnétique modifie les *coefficients de résistance* des métaux ; d'autant plus que le bismuth, qui est le métal dans lequel le phénomène de Hall a la plus grande intensité, est en même temps celui dont la résistance varie le plus par l'action du magnétisme, comme je l'ai signalé le premier (¹).

LA SIRÈNE ÉLECTRIQUE;

PAR M. R. WEBER (de Neuchâtel).

La démonstration de l'origine du ton et la détermination du nombre de vibrations correspondant à chaque note sont de la plus haute importance pour l'étude des rapports entre les différents tons, aussi bien au point de vue de l'acoustique qu'à celui de la théorie de la musique. Cette étude a été faite soit par des méthodes acoustiques, soit par des méthodes optiques ; les résultats ne sont plus sujets à aucun doute.

Un appareil tendant à constater ces résultats n'aura donc plus

---

(¹) Dans un cas jusqu'à $\frac{1}{8}$ de sa valeur. (*Voir* p. 355 de ce Volume.)

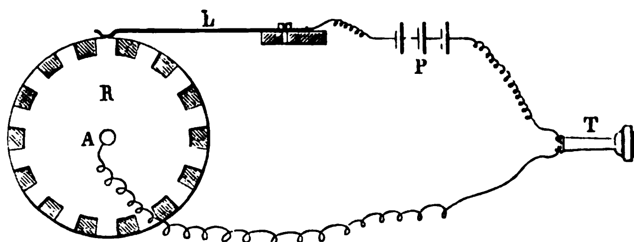
guère de valeur, à moins qu'il ne donne quelque chose de nouveau.

La sirène décrite ci-après diffère des appareils analogues, essentiellement en ce que : 1° le milieu mis en vibration et le mode de le mettre en vibration sont nouveaux; 2° la cause et l'effet sont à à une distance arbitraire. Elle fournit une preuve expérimentale des lois et de la nature des sons résultants, étudiés par M. Helmholtz. Comme les sirènes connues, celle-ci donne à volonté un ou plusieurs tons et l'intervalle des tons peut être fixé à l'avance. Quant à l'inconvénient de toutes les sirènes de ne pas maintenir rigoureusement le même ton, cette nouvelle sirène y est moins soumise, par suite d'une modification convenable de l'appareil.

I. — Description de l'appareil.

1. *Principe de l'appareil.* — Sous sa forme la plus simple, la sirène se compose essentiellement des parties suivantes : une roue dentée R (*fig.* 1) est fixée sur un axe A autour duquel se fait la rotation. Sur le bord de la roue vient appuyer un ressort L,

Fig. 1.



dont l'une des extrémités est fixée et en communication avec un fil métallique, et dont l'autre extrémité touche alternativement une dent et un cran rempli d'une substance isolante. Le fil, relié au ressort, va à l'un des pôles d'une pile P; l'autre pôle est en communication avec un téléphone T. Le circuit électrique est donc fermé en partant de la pile P pour passer par le téléphone T à l'axe A, à la roue R, au ressort L et à l'autre pôle de la pile. Si la roue dentée R est en rotation, le circuit est par conséquent fermé ou ouvert, suivant que le ressort L appuie sur une dent ou

sur un creux isolant; il y aura dans le téléphone une série identique d'attractions et de relâchements de la plaque vibrante. De là résulte un ton.

La hauteur du ton, le nombre de vibrations correspondant est donc directement proportionnelle : 1° au nombre de dents de la roue R, et 2° à la vitesse de rotation de l'axe.

L'intensité du ton, l'amplitude de la plaque du téléphone, est une fonction de l'intensité du courant électrique et variable d'un téléphone à un autre.

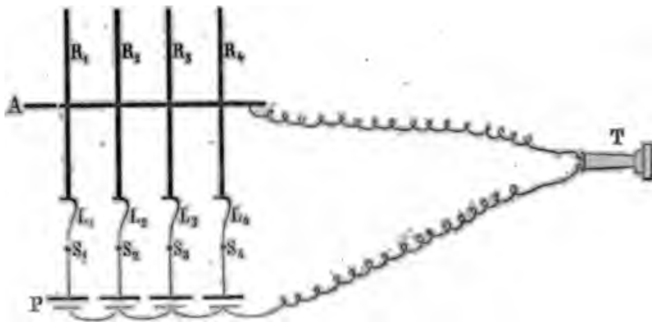
Le timbre, soit le nombre, la hauteur et l'intensité des tons qui s'ajoutent au ton principal dépend de la constance de la pile, de la perfection de la roue R et du ressort L, et de la qualité du téléphone.

2. *Sirène multiple à courants primaires.* — La sirène, telle que je l'ai fait construire (*fig.* 3), se compose de quinze roues dentées, fixées sur le même axe. Elles ont toutes le même diamètre de $0^{m},04$ et se trouvent à égale distance les unes des autres, soit à $0^{m},003$. Le nombre de dents varie d'une roue à l'autre : il est de 24 pour la première roue, de 27 pour la deuxième, de 30 pour la troisième et ainsi de suite, chacune des suivantes ayant un nombre de dents correspondant aux tons successifs d'une même gamme jusqu'au quinzième. L'espace laissé entre les différentes roues et entre les dents est rempli uniformément d'une masse très dure et isolante. La surface du cylindre ainsi formé a été soigneusement tournée, pour ne présenter aucune aspérité. La surface seule des dents des roues est visible et chacune coïncide avec la surface du cylindre.

Une traverse qui joint en outre les supports dans lesquels tourne l'axe de ce cylindre porte les quinze ressorts. Chacun des ressorts est dirigé dans le plan de la roue correspondante, et appuie par suite par une de ses extrémités alternativement sur la dent et sur le creux de cette roue. Un nombre de fils égal au nombre des ressorts établit la communication de ceux-ci avec le même nombre de serre-fils disposés sur la planchette qui porte le tout. Un ressort à balai permet de faire arriver le courant dans l'axe du cylindre; il est appuyé contre celui-ci d'une part et communique d'autre part avec le seizième serre-fil fixé sur la planchette.

C'est à ce serre-fil qu'aboutit l'un des fils venant du téléphone, l'autre allant à la pile. La disposition la plus commode de la pile est la suivante : le nombre d'éléments est égal au nombre des roues (ou à l'un de ses multiples); leurs pôles négatifs, par exemple, sont en communication et reliés au fil venant du téléphone. Le pôle positif de chaque élément (ou de chaque série d'éléments), au contraire, est relié (*fig.* 2) chacun avec un serre-fil S et par lui à un seul des ressorts L, correspondant à une seule des roues R.

Fig. 2.



Suivant que l'on veut faire parler ou non une quelconque des roues, on établit ou non par S le circuit indiqué.

Il est évident que le nombre d'éléments dont il faut disposer peut être plus petit que celui des roues, et égal au nombre maximum des roues que l'on veut faire parler à la fois. Mais une réduction de ce genre nécessite à chaque changement de roue un changement correspondant dans la communication des fils.

3. *Le compteur.* — Pour compter le nombre de vibrations qui correspondent à un certain ton dans un temps donné, on peut procéder de différentes manières. Mais il est indispensable de connaître, outre les nombres de dents de la roue respective, le nombre de tours de l'axe et le temps correspondant.

A cet effet, l'axe de la sirène porte une vis sans fin, dans laquelle vient engrener une roue portant 150 dents, par exemple. Le même axe qui porte cette roue en porte une autre, placée plus haut, sur laquelle sont tracés deux rayons. A côté de cette roue à la même hauteur et la touchant presque, est fixée une petite

plaque P qui porte une marque —. Pour déterminer le nombre de tours de l'axe de la sirène, on procède comme il suit : le ton voulu étant produit, le rayon indice de la roue supérieure viendra passer devant la marque sur la plaque fixe P. A ce moment, je mets en marche un pendule à seconde ou les aiguilles d'un chronomètre à aiguilles indépendantes ([1]). Juste au moment où la roue supérieure passe la deuxième ou la troisième fois avec son rayon indice devant la marque, j'arrête les aiguilles. Le chronomètre me fait connaître le temps qu'il faut à la roue supérieure, à l'axe du compteur, pour faire un tour ou deux, soit le temps qu'il faut à l'axe de la sirène pour faire cent cinquante ou deux fois cent cinquante tours. De cette manière, et connaissant le nombre de dents de la roue sirène, on a tout ce qu'il faut pour calculer le nombre de vibrations correspondant au ton.

On peut suivre une troisième méthode, si l'on complète quelque peu le compteur décrit. Dans ce but, la roue (disque) D (*fig.* 3) est divisée sur son pourtour en quatre cents parties égales, de sorte que deux divisions et demie correspondent à un tour de l'axe de la sirène. Les chiffres marqués sur le disque D indiquent le nombre de tours faits par cet axe. L'axe de ce disque D porte deux aiguilles indépendantes, plus longues que le rayon du disque, et placées l'une au-dessus de l'autre. La plaque P dépasse en hauteur le disque D; c'est donc elle qui arrêtera ordinairement les aiguilles, quand l'axe vertical tourne. Mais une découpure convenable, faite dans P, permettra à un mouvement très petit dans la direction du centre du disque D de libérer l'une des aiguilles, soit au commencement d'une seconde voulue. Un certain nombre de secondes s'étant écoulé, on peut ensuite faire marcher la seconde aiguille sans modifier en rien la marche du cylindre de la sirène, car une seconde découpure dans la plaque P permet facilement de dégager cette seconde aiguille. La différence des chiffres indiqués par les deux aiguilles et le nombre de secondes qu'a duré l'observation fournissent encore tout ce qu'il faut connaître pour pouvoir calculer le nombre de vibrations correspondant au ton.

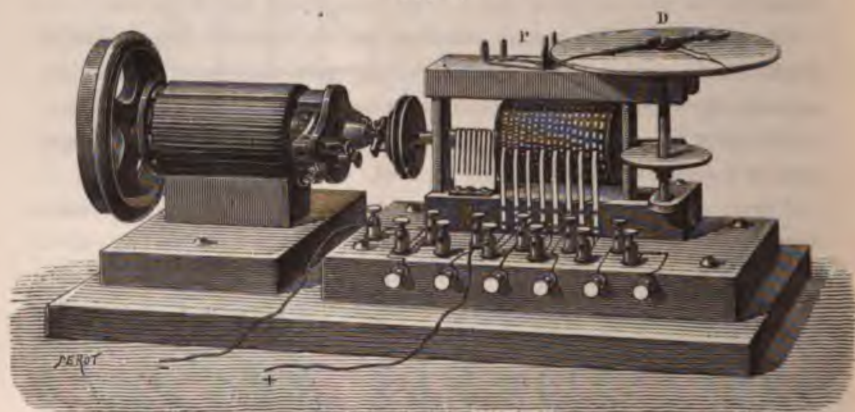
4. *Le moteur.* — Le mouvement de rotation de l'axe de la si-

([1]) Fabrique de M. Berthoud, éd. à Cortaillod, Suisse.

rène peut lui être imprimé par un moteur quelconque. Je me suis servi à l'ordinaire du volant d'un moteur à gaz. A cet effet, l'axe porte à l'extrémité opposée à celle du compteur une poulie sur laquelle passe la courroie venant du volant.

Le mouvement de rotation peut s'obtenir encore par un petit moteur électrodynamique de M. Hipp, construit sur le modèle américain de Griscome, dont la force est suffisante pour faire marcher une machine à coudre. Côte à côte et l'axe de l'une sur le prolongement de l'axe de l'autre, les deux machines sont fixées sur

Fig. 3.



une même planchette. Une espèce de fourchette, faisant pièce avec l'axe du moteur, entre dans la poulie fixée sur l'axe de la sirène (¹).

Enfin un volant, fixé sur ce même axe, régularise le mouvement de rotation.

Le moteur électrique accouplé à la sirène est représenté dans la *fig.* 3.

II. — Expériences et résultats.

5. *Influence de la largeur des dents.* — Comme il a été dit

(¹) Cette sirène a été construite d'après mes indications par M. le Dr Hipp, directeur de la fabrique de télégraphes à Neuchâtel, qui est disposé à en construire d'autres sur commande.

plus haut, ce sont les dents qui établissent le circuit et les creux remplis de substance isolante qui arrêtent le courant. L'espace plus ou moins grand occupé par la dent ou le creux entraîne un contact ou une interruption plus ou moins longue. Ce n'est évidemment que le rapport des deux espaces qui entre en ligne de compte; c'est pour cela que j'ai fait tailler quatre roues de même diamètre, ayant chacune le même nombre de dents, soit quarante. Les espaces occupés par la dent et par le creux isolant sont dans le rapport de 1 à 12 dans la première roue, de 3 à 12 dans la deuxième, de 6 à 12 dans la troisième et de 9 à 12 dans la quatrième.

Chacune de ces roues a donné, toutes autres choses égales d'ailleurs, le même ton quant à la hauteur et quant à l'intensité, mais ces tons étaient différents quant au timbre. Pour les quatre roues, le ton était bon et agréable, mais plusieurs sons harmoniques viennent s'ajouter au son fondamental.

Ainsi, au ton de la quatrième roue, qui produit l'impression d'un ton fort et bas, il vient s'ajouter au ton fondamental son octave et sa double octave, c'est-à-dire des tons dont les nombres de vibrations sont avec le nombre de vibrations du ton fondamental dans les rapports de 1:2:4. C'est surtout l'octave, le premier son harmonique, qui est intense.

Au ton produit par la troisième roue sont venus s'ajouter le premier et le deuxième son harmonique (1:2:3), et c'est la quinte (1:3) qui est plus intense que l'octave (1:2). Le ton est plus clair que le précédent.

Au ton fondamental produit par la deuxième roue s'ajoutent les sons harmoniques suivants: l'octave (1:2), qui est très faible; la quinte de l'octave (1:3), qui est plus intense; la double octave (1:4) est facilement saisie, de même que les sons harmoniques 1:5, 1:6 et 1:8.

La première roue donne un ton plus faible que les trois autres, en même temps il semble être plus haut. On n'entend pas son octave, mais, d'autre part, la double octave (1:4) est facilement perceptible.

J'ai pu vérifier ces résultats par la méthode optique. A cet effet, je me suis servi d'un téléphone de grandes dimensions, à aimant en forme de fer à cheval, donnant un ton intense. Sur le bord de

l'embouchure, j'ai ajusté une capsule manométrique semblable à celle proposée par M. König, pour l'étude des vibrations de l'air dans les tuyaux d'orgue, par exemple. Les flammes, vues au miroir tournant, prennent des formes très caractéristiques, très marquées et tout à fait différentes pour les tons produits avec les différentes roues.

Un groupe de dentelures se détachait toujours nettement, soit le groupe qui correspond au son fondamental. Ordinairement, ce groupe se composait de quatre dents moins tranchées, qui avaient des longueurs différentes suivant la roue à laquelle elles correspondent. La première roue donne des dents toutes de même hauteur, de même valeur; il n'y a donc, outre le ton fondamental, que le ton (1:4). En faisant jouer les autres roues, ces dents de second ordre prennent des longueurs différentes : la première et la troisième plus longues que la deuxième et la quatrième; la deuxième et la troisième plus grandes que la première et la quatrième; la quatrième est la plus grande.

Ainsi, en résumé, les roues à dents larges donnent des tons plus forts et moins purs que les roues à petites dents.

6. *Tons directs de la sirène.* — Disposant la sirène, les piles et le téléphone comme il a été dit plus haut, le téléphone rend facilement le ton correspondant à une roue quelconque, et les tons hauts avec la même facilité que les tons bas.

En établissant le circuit pour deux ou plusieurs roues, le téléphone donne le nombre correspondant de tons.

7. *Sons résultants.* — Si, en fermant le circuit sur deux ou plusieurs roues, on envoie dans le téléphone deux ondulations électriques de différente longueur d'onde, ces ondulations électriques interféreront comme les vibrations le font en général. Il y aura donc, à côté des ondes principales, une série d'ondulations de second ou de troisième ordre, résultant justement de ces interférences. Elles agiront toutes sur la plaque de fer doux du téléphone, pour donner naissance à des vibrations sonores correspondantes. On prévoit qu'on doit obtenir ainsi les tons résultants, étudiés surtout par M. Helmholtz, et divisés par lui en *sons différentiels* et en *sons additionnels*.

En effet, avec un téléphone de grandes dimensions et un courant provenant de 4 daniells par roue, on arrive à produire des tons fondamentaux assez intenses pour entendre facilement quelques-uns des tons résultants. La perception est plus facile encore quand on choisit les tons fondamentaux de telle manière que les tons résultants se trouvent dans la région moyenne des tons perceptibles, et qu'en outre les tons résultants sont dissonants avec les tons fondamentaux. Avec un peu d'exercice, on acquiert la faculté de saisir également le reste des tons résultants.

Si je désigne par un chiffre romain le numéro de la roue de la sirène et par les chiffres ordinaires, écrits au-dessous, le nombre des dents de cette roue, on aura les correspondances suivantes :

I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.
24	27	30	32	36	40	45	48	54	60	64	72

et les

$$ut_1 \quad ré_1 \quad mi_1 \quad fa_1 \quad sol_1 \quad la_1 \quad si_1 \quad ut_2 \quad ré_2 \quad mi_2 \quad fa_2 \quad sol_2$$

auront un nombre de vibrations qui sera un multiple quelconque des nombres de la série précédente. Désignons par p ce multiple.

Voici quelques-uns des résultats qu'on obtient facilement.

1° Les roues I et III, donnant les tons fondamentaux

$$ut_1 = p.24 = n_1 \quad \text{et} \quad mi_1 = p.30 = n_2,$$

donnent naissance aux tons résultants suivants :

$$\begin{aligned} ut_1 &= p.\ 6 = p(\ n_2 - n_1), \\ sol_0 &= p.18 = p(2n_1 - n_2), \\ ré_2 &= p.54 = p(\ n_1 + n_2), \\ la_1 &= p.40. \end{aligned}$$

2° De même, les roues I et VII, donnant

$$ut_1 = p.24 = n_1 \quad \text{et} \quad si_1 = p.45\ n_2,$$

ont des sons résultants

$$\begin{aligned} la_0^{\#} &= p.21 = p(n_2 - n_1), \\ sol_2^{\flat} &= p.69 = p(n_1 + n_2). \end{aligned}$$

3° Les roues III et VII donnent

$$mi_1 = p.30 = n_1 \quad \text{et} \quad si_1 = p.45 = n_2,$$

et en outre

$$mi_0 = p.15 = p(n_2 - n_1),$$
$$sol_2^{\sharp} = p.75 = p(n_2 + n_1).$$

4° Les roues V et VIII donnent d'abord

$$sol_1 = p.36 = n_1 \quad \text{et} \quad ut = p.48 = n_2,$$

et en même temps

$$ut_0 = p.12 = p(\ n_2 - n_1),$$
$$ut_1 = p.24 = p(2n_1 - n_2),$$
$$(la_2^{\sharp}) = p.84 = p(\ n_1 + n_2).$$

5° Les roues I et IX donnent

$$ut_1 = p.24 = n_1 \quad \text{et} \quad ré_2 = p.54 = n_2,$$

et les sons résultants

$$mi_1 = p.30 = p(n_2 - n_1),$$
$$ut_1 = p.\ 6 = p(n_2 - 2n_1),$$
$$(la_2^{\flat},\ la_2) = p.78 = p(n_1 + n_2).$$

6° Les roues I et X donnent

$$ut_1 = p.24 = n_1 \quad \text{et} \quad mi_2 = p.60 = n_2,$$

et en outre les sons

$$sol_1 = p.36 = p(n_2 - n_1),$$
$$ut_2 = p.48,$$
$$(la_2^{\sharp}) = p.84 = p(n_1 + n_2).$$

7° Les roues X et XI donnent

$$ut_1 = p.24 = n_1 \quad \text{et} \quad fa_2 = p.64 = n_2,$$

et comme sons résultants

$$la_1 = p.40 = p(n_2 - n_1),$$
$$ut_2 = p.48,$$
$$(si_2^{\flat},\ si_2) = p.88 = p(n_2 + n_1).$$

8° Les roues I et XIII donnent

$$ut_1 = p.24 = n_1 \quad \text{et} \quad la_2 = p.80 = n_2,$$

et encore

$$\begin{aligned}
(ré_2,\ ré_2^{\#}) &= p.\ 56 = p(n_2 - n_1),\\
fa_1 &= p.\ 32 = p(n_2 - 2n_1),\\
ut_2 &= p.\ 48 = p[n_2 - (n_2 - 2n_1)],\\
la_1 &= p.\ 40,\\
(ut_3^{\#},\ ré_3) &= p.104 = p(n_2 + n_1).
\end{aligned}$$

9° Les roues I et XIV donnent

$$ut_1 = p.24 = n_1 \quad \text{et} \quad si_2 = p.90 = n_2,$$

et en outre

$$\begin{aligned}
(fa_2) &= p.\ 66 = p(n_2 - n_1),\\
(la_1^{\#}) &= p.\ 42 = p(n_2 - 2n_1),\\
(sol_0) &= p.\ 18 = p(n_2 - 3n_1),\\
(ré_3^{\#},\ mi_3^{\flat}) &= p.114 = p(n_2 + n_1).
\end{aligned}$$

10° Les roues I et XVI donnent

$$ut_1 = p.24 = n_1 \quad \text{et} \quad ré_3 = p.108 = n_2,$$

et encore les sons résultants

$$\begin{aligned}
(la_2^{\#}) &= p.\ 84 = p(n_2 - n_1),\\
mi_2 &= p.\ 60 = p(n_2 - 2n_1),\\
sol_1 &= p.\ 36 = p(n_2 - 3n_1),\\
(fa_3^{\#}) &= p.132 = p(n_2 + n_1).
\end{aligned}$$

11° Les roues I et XVII donnent d'abord

$$ut_1 = p.24 = n_1 \quad \text{et} \quad mi_3 = p.120 = n_2,$$

et les sons résultants

$$\begin{aligned}
ut_3 &= p.96 = p(n_2 - n_1),\\
sol_2 &= p.72 = p(n_2 - 2n_1),\\
ut_2 &= p.48 = p(n_2 - 3n_1).
\end{aligned}$$

12° Les roues XIV et XVII donnent

$$ut_3 = p.96 \quad \text{et} \quad mi_3 = p.120 = n_2,$$

et le son résultant

$$ut = p.24 = p(n_2 - n_1), \quad \ldots.$$

Les sons fondamentaux n'ont été, dans ce dernier cas, que

bles quand la vitesse de rotation était la même que dans les cas cédents; mais, d'autre part, le son de différence de premier re ut_1 a été très intense, plus intense même que les sons fon-ientaux.

Au lieu d'étudier les sons résultants de deux tons fondamen-ıx seulement, cette sirène permet d'étudier les sons résultants trois ou plusieurs sons fondamentaux.

Une expérience préliminaire fait connaître que les sons résul-ts deviennent très nombreux et très intenses et que les sons damentaux, au contraire, deviennent plus faibles.

Je reprendrai peut-être c de mon étude plus tard, si puis réaliser les conditio es pour les expériences.

8. *Question physiologiqu* physiologistes se sont dis-ıtés longtemps sur la qı ı de savoir si les tons résultants ıt une existence réelle, ph , en dehors de l'organe de l'ouïe, u s'ils ne sont qu'une pe d u sens de l'ouïe ayant pour ause un certain trouble dans p rties de l'organe qui trans-mettent les vibrations.

M. Helmholtz a donné, en 1856, dans les *Annales de Poggendorff* (¹), une théorie des sons résultants, indépendante de questions physiologiques, et il a ajouté à cette théorie une preuve expérimentale de l'existence physique de ces sons résultants, en démontrant qu'une membrane convenablement tendue résonne à l'unisson avec ces sons résultants.

Les expériences faites avec la sirène dont nous avons donné le résumé sous huit numéros fournissent une preuve nouvelle et meilleure de l'exactitude de l'idée de M. Helmholtz, car si un ton résultant est entendu au téléphone, c'est bien par la vibration réelle de la plaque du téléphone et de l'air que nous l'entendons.

(¹) Helmholtz, *Pogg. Ann.*, t. XCIX, p. 497 à 540.

F. MELDE. — Akustiche Experimentaluntersuchungen (Expériences d'acoustique); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XXI, p. 452; 1884.

M. Melde a fait, vers 1860, une longue série d'expériences sur la vibration d'un fil fin, qu'il fixe par une de ses extrémités à l'une des branches d'un diapason et qui est tendu par un poids attaché à l'extrémité libre. Le fil se divise en un certain nombre de fuseaux qui vibrent à l'unisson du diapason; il reste près du point d'attache un fuseau incomplet. Il ne se forme jamais de nœud en ce dernier point. Dispose-t-on de la longueur ou de la tension du fil pour que le nœud soit au point d'attache, la théorie montre que l'amplitude des vibrations du fil doit être infinie, comme l'a fait voir M. Bourget; j'ai trouvé que, dans ce cas limite, le fil exécutait une seule vibration d'une amplitude énorme et que le son du diapason s'éteignait immédiatement, lors même que l'on employait des appareils vibrants d'une très grande masse.

M. Melde étudie, dans de nouvelles expériences, la vibration du fil, lorsque le diapason est fixé en un point quelconque de sa longueur.

Le milieu du fil est-il ébranlé directement, le mouvement est symétrique de part et d'autre de ce point, et les deux moitiés prennent des formes identiques.

Comme il ne se forme jamais de nœud au point d'attaque, la corde ne vibre pas, si le son du diapason est un des sons de rang pair de la corde entière.

Il est probable, quoique M. Melde ne le dise pas, que dans ce cas le diapason ne vibre pas non plus; ou bien, si la corde a une certaine masse et est fortement tendue, elle forme avec le diapason un système vibrant qui rend un son différent de celui que donnerait chacun des deux corps pris isolément, comme je l'ai vérifié il y a longtemps dans le cas où le point d'attache est à l'extrémité du fil.

Quel que soit le point d'attache, le fil se comporte comme le feraient deux cordes distinctes, ébranlées par une extrémité commune; chaque tronçon vibre comme s'il était seul, sans être influencé par le tronçon qui lui est contigu.

Pour que le fil se divise en n parties égales, il faut que le point d'attaque soit au milieu d'un fuseau.

ı passe d'une de ces divisions à la suivante par un nombre in- de formes de vibrations possibles, qui changent avec le point ɯnlement; car ces vibrations partielles sont possibles pour te place du diapason qui ne correspond pas à un nœud ou qui n est pas très voisine.

i le point d'attaque n'est pas au milieu du fil, la forme de ce ıier est, pendant la vibration, dissymétrique par rapport au eu.

lde étudie ensuite les moyens d'entretenir le mouvement toire d'une corde, d'une membrane, à l'aide d'un courant e et d'un électro-aim . E. Gripon.

FUCHS. — Kleine Akustische Versuche (Petites expériences d'acoustique); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XXI, p. 513; 1884.

L'auteur indique un moyen facile d'analyser les sons des voyelles. On se bouche l'une des oreilles avec un tube de caoutchouc ouvert; l'autre extrémité de ce tube aboutit à la bouche qui a la forme qui convient à la prononciation d'une voyelle A, par exemple. La seconde oreille est bouchée avec une boulette de papier mâché.

La bouche agit comme un résonnateur; si l'on est près d'un piano, d'un sonomètre, et si l'on fait rendre à l'instrument la série des sons qu'il peut produire, en allant du grave à l'aigu, on entendra le résonnance de certaines notes; et l'on reconnaîtra ainsi quels sont les harmoniques qui caractérisent la voyelle correspondant à l'accommodation de la bouche. E. Gripon.

Lord RAYLEIGH. — Acoustical observations (Observations acoustiques); *Philosophical Magazine,* 5ᵉ série, t. XVII, p. 188; 1884.

Lord Rayleigh a fait l'examen stroboscopique d'un jet de fumée sortant d'un tube de verre effilé, et ébranlé par le voisinage d'un diapason.

La sensibilité du jet a semblé maximum pour des sons corres-

pondant à 256 vibrations par seconde. Les meilleurs résultats ont été obtenus en dirigeant le jet de fumée transversalement devant l'ouverture d'un résonnateur. Deux diapasons, à peu près de même hauteur et donnant des battements, produisaient un effet très remarquable.

D'autres expériences ont été faites avec des jets d'eau colorés avec le permanganate de potasse, dirigés de haut en bas dans un bassin plein d'eau additionné de sulfate ferreux pour détruire le permanganate, et ébranlés par un diapason dont le pied reposait sur la même table que les appareils. Les notes auxquelles ces jets étaient sensibles étaient beaucoup plus graves que pour les jets de fumée (de 20 à 50 vibrations par seconde), et l'on pouvait les observer, même sans les procédés stroboscopiques. Cette plus grande sensibilité pour les sons graves était due non à la différence de densité des liquides et des gaz, mais à la différence de viscosité, comme cela a été vérifié en modifiant la viscosité de l'eau par l'action de la chaleur ou par son mélange avec de l'alcool.

CH. CLAVERIE.

P. DE HEEN. — Détermination de la loi générale qui régirait la dilatabilité d'un liquide quelconque chimiquement défini; *Bulletin de l'Académie royale de Belgique*, 3e série, t. IV; 1882.

En supposant que les molécules d'un liquide s'attirent en raison inverse de la septième puissance de leur distance, et que le travail des forces moléculaires pendant la dilatation qui correspond à 1° est une constante pour un même liquide, l'auteur établit la relation

$$\frac{dV}{dt} = \alpha V^{2,333}, \qquad (1)$$

à laquelle les volumes de tous les liquides devraient obéir. Dans cette formule, α représente le coefficient de dilatation élémentaire à la température de 0°.

L'auteur compare les valeurs de $\frac{dV}{dt}$ calculées par cette formule à celles qui se déduisent des formules empiriques données par divers auteurs, en particulier par Kopp et Is. Pierre; l'accord des deux valeurs est en général très satisfaisant.

Substances.	Températures.	$\frac{dV}{dt}$ observé.	$\frac{dV}{dt}$ calculé.
Acide formique	50,0	0,001100	0,001116
	100,0	0,001296	0,001270
Acide acétique	50,0	0,001150	0,001196
	100,0	0,001383	0,001370
Acide butyrique	50,0	0,001300	0,001321
	100,0	0,001501	0,001529
Bichlorure de carbone	50,0	0,001155	0,001134
	100,0	0,001299	0,001296
Acide valérique	100,0	0,001270	0,001331
	150,0	0,001532	0,001517
Tétrachlorure de carbone	60,0	0,001440	0,001410
Chlorure de titane	100,0	0,001238	0,001200
	136,0	0,001357	0,001320
Chlorure de soufre	50,0	0,001052	0,001072
	100,0	0,001191	0,001210
Bromure de phosphore	100,0	0,001010	0,001045
	150,0	0,001149	0,001169
Chlorure d'arsenic	100,0	0,001226	0,001247
	133,8	0,001333	0,001363
Tétrachlorure d'étain	50,0	0,001281	0,001297
	100,0	0,001541	0,001510
Sulfure de carbone	60,0	0,001344	0,001330
Succinate d'éthyle	100,0	0,001231	0,001285
	150,0	0,001458	0,001473
Cymène	100,0	0,001163	0,001208
	150,0	0,001383	0,001346
Toluate d'éthyle	100,0	0,009677	0,0009893
	200,0	0,001240	0,001239
Benzoate d'éthyle	200,0	0,001506	0,001491
Aniline	100,0	0,001020	0,001005
	150,0	0,001135	0,001122
Oxalate d'éthyle	100,0	0,001379	0,001393
	150,0	0,001641	0,001621
Carbonate d'éthyle	100,0	0,001572	0,001564
Valérate d'amyle	160,0	0,001648	0,001575
Benzine	80,0	0,001532	0,001490
Bisulfure de méthyle	100,0	0,001338	0,001323

Substances.	Températures.	$\frac{dV}{dt}$ observé.	$\frac{dV}{dt}$ calculé.
Benzoate de méthyle	100,0	0,001142	0,001122
	150,0	0,001324	0,001270
Nitrobenzine	100,0	0,0009721	0,001009
	150,0	0,001076	0,001122
Cyanure de phényle	100,0	0,001169	0,001171
Benzoate d'amyle	100,0	0,001009	0,001011
	150,0	0,001131	0,001130
Alcool benzylique	100,0	0,000971	0,000956
	150,0	0,001124	0,001070
Chlorure de benzoyle	100,0	0,001020	0,001057
	150,0	0,001175	0,001185
Salicylate de méthyle	100,0	0,001000	0,001034
	150,0	0,001136	0,001159
Chlorure d'éthylène trichloré	70,0	0,001054	0,001055
	100,0	0,001169	0,001133
Chlorure d'éthylène monochloré	114,2	0,001432	0,001436
Iodure d'amyle	100,0	0,001284	0,001243
Térébène	100,0	0,001189	0,001130
	161,0	0,001327	0,001322
Cuminol	100,0	0,001000	0,001028
	200,0	0,001347	0,001300
Iodure d'éthyle	50,0	0,001369	0,001330
Iodure de butyle	50,0	0,001194	0,001147
Propionate d'amyle	50,0	0,001235	0,001202

La formule de M. de Heen ne se vérifie pas pour certains liquides très dilatables, les suivants, par exemple :

Éther chlorhydrique	130	0,005031	0,002911
Acide hypoazotique	90	0,003081	0,002141
Acide sulfureux	130	0,009571	0,004352

L'auteur explique ce désaccord par l'hypothèse d'une dissociation physique qu'éprouveraient ces liquides aux températures élevées auxquelles on les considère

En intégrant la formule (1), on a

$$V = (1 - 1,333\,\alpha t)^{-\frac{1}{1,333}}.$$

Cette formule, qui ne contient qu'une seule constante arbitraire,

représente aussi bien les dilatations que les formules empiriques particulières, au moins pour des liquides, tels que le benzoate d'amyle, la nitrobenzine, le chlorure de soufre, le chlorure d'amyle, etc. Quelle que soit la valeur intrinsèque des hypothèses de l'auteur, il y a là une coïncidence intéressante et qu'il convenait de signaler.

E. BOUTY.

IL NUOVO CIMENTO.

Tome XIII, 1883.

E. WIEDEMANN. — Explication donnée par Belli de l'adhésion entre deux lames de verre, p. 34-35.

Dans son Traité de Physique expérimentale, Belli fait observer que deux lames de verre que l'on a rendues adhérentes, en les appliquant exactement l'une sur l'autre, et que l'on abandonne ensuite à leur propre poids finissent toujours par se détacher, quelque faible que soit le poids de celle qui est retenue par adhésion. Il en résulte que l'attraction moléculaire ne peut rendre compte de ce phénomène, mais que la longue durée de l'adhésion tient simplement à la lenteur de la rentrée de l'air entre les deux plaques.

C'est précisément l'explication à laquelle s'est arrêté récemment M. Stefan, qui a donné la théorie mathématique du phénomène ([1]).

E. STRACCIATI. — Sur le retard dans la désaimantation du fer produit par les courants induits dans sa masse, p. 35-57.

Parmi les expériences de mesure, effectuées sur la durée de l'aimantation ou de la désaimantation, il convient surtout de citer celles de M. Felici. Elles ont été exécutées en entourant des barres ou des fils de fer doux de deux spirales, l'une magnétisante, l'autre induite, que l'on peut ouvrir ou fermer à des intervalles

---

([1]) *Pogg. Ann.*, 1875.

très courts à l'aide de l'interrupteur auquel M. Felici a donné son nom. Supposons, par exemple, qu'il s'agisse de la désaimantation. Si le courant magnétisant est interrompu au moment même où le circuit induit est ouvert, le courant induit développé correspond à la totalité du magnétisme développé dans la barre de fer; mais si le circuit induit n'est fermé qu'au bout d'un temps t après l'interruption du courant magnétisant, le courant induit ne correspond plus qu'au magnétisme résiduel conservé par la barre au bout du temps t.

En opérant ainsi, M. Felici trouva que la déviation galvanométrique F, mesure de la quantité d'électricité du courant induit, pouvait toujours être représentée par une exponentielle à deux termes

$$F = A e^{-\alpha t} + B e^{-\beta t},$$

dans laquelle A, B, α et β sont quatre constantes. Si le fer se rapproche d'être parfaitement doux, une exponentielle à un seul terme suffit.

Le travail de M. Stracciati a été effectué par la méthode et avec l'interrupteur de M. Felici. L'auteur a d'abord constaté l'exactitude des résultats précédemment trouvés par l'illustre physicien italien; il a ensuite dirigé ses recherches de manière à constater l'influence de la grandeur de la force magnétisante, et celle des courants induits qui peuvent se développer dans la masse de fer. Voici ses conclusions :

1° La formule de M. Felici réduite à un seul terme représente d'autant mieux les résultats des expériences que la force magnétisante employée est plus faible.

2° La vitesse avec laquelle se dissipe le magnétisme d'une masse de fer, quand on supprime la force magnétisante, diminue, d'abord rapidement, quand cette force augmente, mais paraît ensuite tendre vers une valeur constante.

3° La vitesse avec laquelle se dissipe le magnétisme dans un faisceau de fils de fer doux que quelques tours de fil de soie empêchent de se toucher, diminue notablement quand on rend la masse conductrice continue, à l'aide d'un bain de mercure dans lequel le faisceau se trouve immergé.

E. FOSSATI. — Expérience de Cours, p. 57-60.

Pour établir le rôle de la toile métallique dans la lampe de Davy, l'auteur dispose un tube épais de laiton A qui peut recevoir par sa partie supérieure un tube B plus petit, fermé à sa partie inférieure par une toile métallique, ouvert par en haut, et qui s'adapte très exactement sur le premier. Après avoir rempli A d'un mélange détonant de gaz et d'air et mis B en place, on présente un bec Bunsen à l'orifice de B et l'on obtient une explosion; mais celle-ci ne s'est pas propagée au delà de la toile métallique, pourvu que la trame en soit assez fine; car, si l'on enlève B et qu'on présente la flamme à l'ouverture de A, on a une seconde explosion plus forte que la première; on peut aussi laisser B en place et attendre un instant : en présentant de nouveau la flamme, on a une seconde explosion, plus tard encore une troisième, et ainsi de suite. Le mélange détonant diffusé lentement à travers la toile rend compte de ces explosions successives, d'intensité décroissante.

E. WIEDEMANN. — Note sur un Mémoire de M. Glan, *Sur la densite de l'ether lumineux,* p. 86-87.

Selon W. Thomson, la masse M d'un pied cube anglais d'éther est supérieure à $\frac{83 g}{n V^2}$, où g désigne la constante de la gravité, V la vitesse de propagation de la lumière, et n le rapport entre la plus grande vitesse d'une particule d'éther et la vitesse de propagation de la lumière. Si l'on pose arbitrairement $n = \frac{1}{50}$, on trouve, pour M, la valeur minimum $\frac{1}{1560.10^7}$.

M. Glan démontre que, si δ est la plus grande dilatation que l'éther peut supporter, sans qu'il se déchire, il y a entre δ et n la relation

$$\delta = \sqrt{1 + n^2} - 1.$$

Si, au lieu de l'éther, on considère un corps solide, tel que le

verre par exemple, pour lequel $\delta = \frac{1}{1443}$, d'après Neumann, on trouverait $n = \frac{1}{27}$, valeur sensiblement double de celle que Thomson a employée dans son calcul; si, pour l'éther, la valeur de n était la même que pour le verre, il en résulterait que la masse du pied cube d'éther serait quadruple de celle qui a été calculée ci-dessus.

M. Wiedemann critique un calcul de δ fait par M. Glan pour l'eau. Il applique à la recherche de δ, pour ce liquide, une expérience bien connue de M. Berthelot sur le refroidissement d'un tube de verre fermé et complètement plein d'eau chaude; si le tube a été fermé à 28°, la température peut s'abaisser jusqu'à 18° sans que l'eau cesse de remplir complètement le tube. Connaissant la dilatation normale du verre et de l'eau entre 18° et 28°, on peut calculer la dilatation linéaire δ, qui est environ $\frac{1}{1000}$; il en résulte $n = \frac{1}{25}$, valeur peu différente de celle qui correspond au verre.

E. WIEDEMANN. — Sur la vraie cohésion des liquides, p. 88.

De l'expérience de M. Berthelot, signalée dans la Note précédente, M. Wiedemann conclut que la force nécessaire pour séparer deux couches d'eau adjacentes ne peut être inférieure à 55^{atm}.

G. GUGLIELMO. — Détermination du coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air, l'acide carbonique et l'hydrogène, p. 104-119.

Le volume de vapeur ramené à 0^{mm} et 760^{mm} qui traverse pendant l'unité de temps l'unité de section d'un cylindre est représentée, d'après Stefan, par la formule

$$v_1 = \frac{k}{h} \log \frac{p - p''}{p - p'}.$$

k représente le coefficient de diffusion de la vapeur dans le gaz

formant atmosphère, h la longueur du cylindre, p la pression extérieure, p'' et p' les tensions de la vapeur aux deux extrémités du cylindre; le logarithme est un logarithme népérien. A travers un cylindre de section s, et pendant un temps t, ce volume devient

$$v_1 = \frac{kst}{h} \log \frac{p - p''}{p - p'}. \tag{1}$$

Pour déterminer k, l'auteur emploie un tube cylindrique fermé à son extrémité inférieure, rodé à sa partie supérieure et contenant de l'eau : ce tube est soutenu au milieu d'un large bassin contenant une couche d'acide sulfurique (au contact duquel la tension de la vapeur est nulle), de manière à ne pas être baigné par l'acide. Le bassin lui-même est rodé, recouvert d'une plaque de verre que l'on rend adhérente par une légère couche de graisse et placé dans un bain à température constante. Il suffit de peser le tube au commencement et à la fin d'une expérience pour calculer le volume v_1 de vapeur formée et absorbée par l'acide sulfurique. En faisant varier la hauteur de l'eau dans le tube, et, par conséquent, la longueur h du cylindre, on reconnaît aisément que la formule (1) n'est pas directement applicable, car ce n'est pas à l'orifice du tube, mais seulement à la surface de l'acide sulfurique, que la tension de la vapeur d'eau est nulle. L'auteur essaye de représenter le résultat des expériences par la formule empirique

$$v = \frac{kst}{h + x} \log \frac{p}{p - p'}, \tag{2}$$

c'est-à-dire qu'il assimile l'espace cylindrique intérieur au bassin à un prolongement de longueur x du tube. Deux expériences faites avec des valeurs différentes de h suffisent théoriquement à déterminer k et x : en faisant un grand nombre d'expériences, il sera aisé de reconnaître si l'on peut ou non appliquer la formule (2), c'est-à-dire si l'on trouve toujours pour x la même valeur. M. Guglielmo a reconnu qu'il en était ainsi. Il croit pouvoir en conclure que la valeur de k donnée par ses expériences est suffisamment correcte.

Les expériences faites dans l'air donnent, pour le coefficient de diffusion à 8° et à 15°, les valeurs

$$k_8 = 12,86, \quad k_{15} = 13,05.$$

Les unités fondamentales auxquelles se trouvent rapportés ces nombres sont le centimètre, le gramme et la minute.

Pour opérer dans l'hydrogène ou l'acide carbonique, il faut, après avoir fermé le bassin, y déplacer l'air par un courant de l'un ou l'autre de ces gaz. L'expérience exige une correction pour tenir compte de l'évaporation qui s'est produite pendant la durée très courte du déplacement gazeux.

On a trouvé pour l'hydrogène

$$k_{18} = 46,95.$$

et pour l'acide carbonique

$$k_{18} = 8,38.$$

Ces nombres sont respectivement les 3,52 et les 0,628 du coefficient de diffusion dans l'air.

M. Guglielmo se sert des expériences qui précèdent pour calculer, d'après les formules de M. Meyer (¹), le chemin moyen d'une molécule de vapeur d'eau dans une atmosphère de vapeur d'eau à la pression normale. Il trouve ainsi le nombre 0,00000891, tandis que des expériences plus directes de MM. Kundt et Warburg (²) ont donné 0,00000649.

A. BARTOLI et G. PAPASOGLI. — Sur l'électrolyse de solutions de phénol avec des électrodes de charbon et de platine, p. 185-209.

Les auteurs, continuant leurs recherches sur la désagrégation des électrodes de charbon dans divers composés organiques, décrivent une série de composés nouveaux trouvés, en prenant comme solution électrolytique une dissolution de phénol dans l'hydrate potassique ou sodique; entre autres un acide $C^7H^6O^4$ appartenant à la série des acides dioxybenzoïques, etc.

(¹) MEYER, *Die kinetische Theorie der Gase*, 1877, p. 165.
(²) KUNDT et WARBURG, *Pogg. Ann.*, t. CLV, p. 540; 1876.

A. BARTOLI. — Expériences de Cours pour démontrer un théorème de Riemann sur l'électrostatique, p. 209-213.

Voici l'énoncé bien connu de ce théorème ([1]) :

« Soient A et B deux conducteurs au voisinage desquels peuvent se trouver d'autres conducteurs en communication avec le sol.

» Quand B est en communication avec le sol et que A est isolé, on charge ce dernier au potentiel k : soit Q_B la quantité d'électricité appelée sur A par influence. Quand, au contraire, A est en communication avec le sol et B isolé, on charge A au potentiel k; une quantité d'électricité Q_A est appelée sur B par influence et l'on a

$$Q_A = Q_B. \text{ »}$$

Pour démontrer expérimentalement cette proposition, M. Bartoli emploie un commutateur spécial qui lui permet d'envoyer à un intervalle de temps très court les quantités d'électricité Q_A et Q_B en sens inverse dans le circuit d'un galvanomètre. L'aiguille demeure immobile, tandis qu'elle est fortement déviée par une seule de ces quantités d'électricité. Les corps A et B sont portés successivement dans cette expérience à un même potentiel, à l'aide d'une pile bien isolée de $200^{\text{él}}$ à $400^{\text{él}}$.

E. BELTRAMI. — Sur la théorie des feuillets magnétiques, p. 213-229.

Au lieu des feuillets ordinaires aimantés *normalement*, M. Beltrami s'occupe des feuillets aimantés *tangentiellement* d'une manière quelconque. De tels feuillets ont déjà été considérés par Sir W. Thomson. M. Beltrami en développe la théorie.

Tome XIV.

G. BASSO. — Sur la réflexion cristalline, p. 5-26.

Dans un Mémoire antérieur ([2]), M. Basso a fait l'histoire des

---

([1]) *Voir* une démonstration de ce théorème donnée par M. Bertrand (*Journal de Physique*, 1re série, t. III, p. 76).

([2]) Tome XII, p. 13; tome XIII, p. 89.

recherches théoriques auxquelles la réflexion cristalline a donné lieu et proposé de nouvelles formules qu'il cherche à soumettre au contrôle de l'expérience.

A cet effet, la lumière solaire tamisée à travers un verre jaune orangé, qui lui donne à peu près la teinte de la flamme d'une lampe à pétrole, est polarisée par un nicol dans un azimut convenable, réfléchie sur la lame cristalline que l'on veut étudier et reçue sur l'une des faces d'un photomètre de Bunsen à tache d'huile. L'autre face du photomètre est éclairée par un disque de verre dépoli derrière lequel on déplace une lampe à pétrole jusqu'à faire disparaître la tache d'huile. L'éclat de la source lumineuse de comparaison varie en raison inverse du carré de la distance de la lampe au disque dépoli. On peut donc faire changer, soit l'orientation de la lame cristalline, soit l'angle d'incidence ou l'azimut de polarisation, et comparer les unes aux autres les intensités des faisceaux réfléchis.

Les expériences ont porté sur une lame de spath taillée normalement à l'axe. On a d'abord appliqué les nouvelles formules au calcul de l'intensité de la lumière réfléchie par le spath, pour les diverses valeurs de l'angle d'incidence i et de l'azimut de polarisation, de 10° en 10°. Pour l'azimut de polarisation o, les formules se réduisent aux formules bien connues de Fresnel. Il en résulte une simplification remarquable pour les expériences, car l'exactitude de la formule de Fresnel n'étant pas douteuse, on peut, pour chaque valeur i de l'angle d'incidence, admettre la valeur calculée pour l'azimut o et se borner à faire tourner le nicol polariseur, ce qui ne change ni la largeur, ni la position du faisceau réfléchi par la lame et reçu par le photomètre : on fait alors varier la distance d de la lampe au disque, de manière à faire disparaître la tache d'huile pour chaque valeur de θ, et la comparaison des intensités lumineuses se fait par la formule.

$$I = \frac{a}{d^2}.$$

Les expériences réalisées pour des incidences de 45°, 60° et 75° et pour des valeurs de θ égales à 0°, 30°, 45°, 75°, 90° ont fourni des résultats imparfaits ; l'accord des formules et de l'expérience, même dans ces conditions très restreintes, n'est pas rigoureusement

vérifié, comme on le verra par le tableau ci-dessous :

i.	θ.	0°.	30°.	45°.	75.	90°.
45°...	calculé. ...	0,1282	0,0926	0,0611	0,0155	0,0094
	observé	admis.	0,0883	0,0581	0,0116	0,0113
60° ..	calculé.....	0,2267	0,1592	0,0853	0,0111	0,0029
	observé	admis.	0,1540	0,0798	0,0392	0,0142
75°...	calculé.....	0,4582	0,2989	0,2060	0,1322	0,1272
	observé	admis.	»	0,2103	»	0,1329

L. NICOTRA. — Expériences magnétiques, p. 52-54.

En 1873, M. Costa-Saya (¹) avait imaginé, sous le nom de *dynamomètre magnétique*, une sorte de balance de Coulomb, dans laquelle la torsion est remplacée par la flexion.

Un aimant flexible horizontal est fixé par l'une de ses extrémités ; en face du pôle mobile se place un aimant vertical, que l'on peut transporter parallèlement à lui-même ; on mesure la distance des pôles agissants et la flexion. Cet appareil peut servir, par exemple, à démontrer la loi élémentaire des actions magnétiques, à trouver le rapport des quantités de magnétisme de leurs pôles, etc. M. Nicotra emploie cet appareil pour diverses recherches qui ne sont pas encore terminées.

G. VICENTINI. — Sur une modification de la spirale magnétisante des électro aimants; p. 97-107.

Dans ces électro-aimants, le système magnétisant est formé d'une seule feuille d'étain ou de clinquant de largeur égale à la longueur de l'électro-aimant, enroulée sur elle-même, et dont les couches successives sont isolées l'une de l'autre par du papier ou du vernis. Appliquant à ces électro-aimants le calcul ordinaire, l'auteur trouve aisément que les conditions du maximum de puis-

(¹) *La Scienza contemporanea*, anno 1, fasc. 4 ; Messina, 1873.

sance sont les mêmes que pour les électro-aimants à fil cylindrique. Pour un électro en fer à cheval, et à volume égal du sytème magnétisant, la force portative serait 1,38 fois plus grande, avec le nouveau système.

L'auteur reconnaît que M. Dion avait imaginé, indépendamment de lui, des électro-aimants semblables aux siens, qui ont figuré à l'Exposition d'électricité à Paris.

S. PAGLIANI et G. VICENTINI. — Sur le pouvoir éclairant de quelques huiles, p. 117-124.

Les expériences faites par la méthode bien connue de Dumas et Regnault ont porté sur des huiles de navette et d'olive. Les pouvoirs éclairants rapportés à celui de l'huile de colza épurée à poids égal ont été trouvés de 0,91 et 0,92 pour deux échantillons de la première, de 0,81 et 0,84 pour deux échantillons de la seconde.

M. BELLATI et R. ROMANESE. — Propriétés thermiques remarquables de l'iodure d'argent et des corps PbI^2, AgI; Cu^2I^2, AgI; $Cu^2I^2, 2AgI$; $Cu^2I^2, 3AgI$; $Cu^2I^2, 4AgI$; $Cu^2I^2, 12AgI$; p. 187-207.

Ces divers corps ont été étudiés au point de vue de leur dilatation par M. Rodwell ([1]) et les échantillons employés par MM. Bellati et Romanese sont précisément ceux qui ont servi aux expériences du physicien anglais.

On sait que, d'après M. Fizeau, l'iodure d'argent cristallisé se contracte dans le sens de l'axe principal par une élévation de température comprise entre $-10°$ et $+70°$ et se dilate faiblement dans le sens transversal, de telle sorte que, dans cet intervalle, la dilatation cubique de l'iodure d'argent est négative. Le coefficient moyen de contraction pour 1° est de $-0,0000417$. M. Rodwell a étudié les changements de volume de la même substance à des

---

([1]) *Philosophical Transactions*, 3e Partie, 1882.

températures plus élevées et déterminé les coefficients moyens de dilatation cubique entre diverses températures. Voici ses résultats :

Coefficient moyen de dilatation cubique de l'iodure d'argent.

De	0	à 70	—0,00000417	(Fizeau).
»	70	à 142	—0,00001749	(Rodwell).
»	142	à 148	—0,00016363	»
»	148	à 151,3	—0,00420000	»
»	151,3	à 153	—0,00120000	»
»	153	à 156,5	—0,00030000	»
»	156,5	à 163	+0,00000000	»
»	163	à 527	+0,00006921	»

La contraction observée par M. Fizeau va donc en s'exagérant rapidement au-dessus de 70°. Elle est considérable au voisinage de 150°, et à partir de 163° l'iodure d'argent se dilate à peu près régulièrement pour reprendre, vers sa température de fusion 527°, un volume légèrement supérieur à celui qui correspond à la température de 0°. Il y a donc vers 150° un phénomène spécial : de plastique et amorphe qu'il est au-dessus de cette température, l'iodure d'argent devient cristallin et opaque au-dessous, et passe d'une couleur d'ambre sombre à un vert pâle.

Ce changement d'état est rendu très sensible par les mesures calorimétriques de MM. Bellati et Romanese. La chaleur spécifique moyenne c de l'iodure d'argent entre deux températures t et T inférieures à 50° est donnée par la formule

$$c = 0,054389 + 0,0000372(T - t);$$

à des températures supérieures à 163°, on a simplement

$$c_1 = 0,0577.$$

Mais, entre 150° et 163°, la chaleur absorbée par le changement d'état est

$$\lambda = 6,25.$$

M. Kohlrausch (¹) a étudié la conductibilité électrique de l'io-

(¹) *Wied. Ann.*, t. XVII, p. 642.

dure d'argent fondu ou solide et trouvé que ce corps, vers 700°, conduit mieux que la solution d'acide sulfurique la plus conductrice. Sa résistance augmente lentement quand la température baisse, même au-dessous du point de fusion et jusque vers 160°, très rapidement au-dessous, comme on le verra par le Tableau suivant où r représente la résistance spécifique :

Températures.	$r.10^{-3}$.
700°,0	4,2
500,0	5,0
300,0	6,25
200,0	8,1
160,0	8,75
156,0	10,0
150,7	30,0
145,2	200,0
140,6	1000,0
138,0	10000,0
124,0	100000,0
86,0	1000000,0

La résistance de la solution d'acide sulfurique la plus conductrice est telle que $r.10^{-3} = 14,5$.

Les iodures doubles de plomb et d'argent, de cuivre et d'argent offrent aussi des singularités très remarquables, soit par leur dilatation, soit par les quantités de chaleur qu'ils absorbent. Certains de ces corps présentent le même volume à trois températures différentes. Tous présentent des changements d'état, caractérisés par une absorption rapide de chaleur dans un très faible intervalle de température.

PbI^2, AgI. — *Coefficient moyen de dilatation d'après Rodwell.*

De 0° à 118°	+0,0000306
» 124 à 128	—0,0003240
» 128 à 130	—0,0012990
» 130 à 131	—0,0017330
» 131 à 133	—0,0039000
» 133 à 139	—0,0004329
» 144 à 150	+0,0001150
» 150 à 350	+0,000144

Chaleurs spécifiques moyennes d'après MM. Bellati et Romanese.

De 0° à 118°... $c = 0{,}047458 + 0{,}0000839(T + t)$,
De 150° à 350°... $c_1 = 0{,}0567$.

Chaleur latente de transformation : $\lambda = 2{,}556$.

Cu^2I^2, AgI. — *Coefficient moyen de dilatation d'après Rodwell.*

De 0° à 223°	0,00004998
» 223 à 256	0,00001999
» 256 à 284	0,00000000
» 284 à 309	0,00003999
» 309 à 319	0,00000000
» 319 et au-dessus	0,00016665

Chaleur spécifique moyenne et chaleur latente de transformation.

$$c = 0{,}063099 + 0{,}0000260(T + t),$$
$$\lambda = 8{,}67.$$

Par leurs propriétés physiques, analogues aux précédentes, les corps $Cu^2I^2, 2AgI$; $Cu^2I^2, 3AgI$; $Cu^2I^2, 4AgI$; $Cu^2I^2, 12AgI$ paraissent pouvoir être considérés comme des mélanges du corps Cu^2I, AgI et d'iodure d'argent en excès.

A. VIOLI. — Relation de quelques propriétés physiques des aériformes avec le rapport des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant, p. 183-184 et 207-214.

La chaleur spécifique moléculaire à volume constant d'un gaz considéré dans l'état où il se rapproche le plus d'un gaz parfait est égale à la somme des chaleurs spécifiques des éléments simples composants. Soient p et c' le poids moléculaire et la chaleur spécifique à volume constant du gaz, $n_1, n_2, n_3, \ldots$; $p_1, p_2, p_3, \ldots$; $c_1, c_2, c_3, \ldots$ les nombres d'atomes, les poids moléculaires et les chaleurs spécifiques des éléments; on a donc

$$pc' = n_1p_1c_1 + n_2p_2c_2 + n_3p_3c_3 + \ldots, \tag{1}$$

et si l'on admet que, dans ces conditions, le produit de la chaleur

spécifique par le poids atomique est constant et égal à a pour les divers gaz simples

$$a = p_1 c_1 = p_2 c_2 = p_3 c_3 = \ldots;$$

si de plus l'on pose

$$n = n_1 + n_2 + n_3 + \ldots,$$

la relation (1) se réduit à

$$pc' = an$$

ou

(2) $$c' = \frac{an}{p}.$$

La chaleur spécifique d'un gaz parfait, sous volume constant, est proportionnelle au nombre de ses atomes et en raison inverse de son poids moléculaire.

Désignant par c la chaleur spécifique sous pression constante du même gaz, on peut poser

(3) $$c = c'k = a\frac{n}{p}k.$$

Maxwell et Watson ([1]), généralisant quelques théorèmes de Boltzmann et considérant la molécule comme un système de points matériels dont la configuration et la position dans l'espace sont déterminées par m variables indépendantes, sont arrivés à la relation

(4) $$k = 1 + \frac{2}{m(1+h)}.$$

h est le rapport entre la chaleur employée au travail interne des forces qui retiennent les points du système et la chaleur qui accroît la force vive totale.

M. Roiti ([2]) considère un système de n points matériels, comme formé d'une molécule centrale dont la position est donnée par trois coordonnées et de $n - 1$ molécules libres de se mouvoir autour de la molécule centrale, mais en restant à une distance fixe; la position de chacune de ces molécules est donc déterminée par deux

---

([1]) *Pogg. Ann.*, janvier 1877.

([2]) Roiti, *Sulla propagazione del suono nella odierna teoria degli aeriformi* (*Atti della R. Accademia dei Lincei,* 3e série, t. I, 1877).

oordonnées et le degré de liberté de la molécule est

$$m = 3 + 2(n - 1) = 2n + 1.$$

a relation (4) devient alors

$$(5)\qquad k = 1 + \frac{2}{(2n+1)(1+h)}$$

et, d'après (3),

$$(6)\qquad c = a\frac{n}{p}\left[1 + \frac{2}{(2n+1)(1+h)}\right].$$

Pour l'hydrogène, on peut sans erreur sensible faire $h = 0$; ailleurs $n = 2$, $p = 2$, et la formule (6) dans laquelle on remplace c par la valeur 3,409, trouvée par Regnault, détermine la leur de a, c'est-à-dire de la chaleur spécifique atomique de ydrogène. On trouve

$$a = 2,435.$$

Pour déterminer h, il suffit maintenant d'appliquer le principe de l'équivalence. On a, en effet,

$$\frac{c}{c'} = 1 + \frac{2}{(2n+1)(1+h)}, \qquad c - c' = \frac{2\alpha P}{\delta p E},$$

P représentant la valeur en kilogrammes de la pression exercée par l'atmosphère sur l'unité de surface, δ le poids de 1[lit] d'hydrogène dans les conditions normales, p le poids moléculaire du gaz, α le coefficient de dilatation de l'air, E l'équivalent mécanique de la chaleur. Ces deux équations donnent

$$(7)\qquad E = \frac{\alpha P}{a\delta}\,\frac{(2n+1)(1+h)}{n};$$

cet équivalent doit être une quantité constante : il en résulte

$$h = \frac{n-2}{2(2n+1)}.$$

Portant cette valeur dans les expressions (5) et (6), on a

$$c = a\frac{n}{p}\left(1 + \frac{4}{5n}\right), \quad k = 1 + \frac{4}{5n}.$$

Divers physiciens ont cherché à relier la vitesse de propagation

du son à la théorie des gaz; ils sont arrivés à exprimer le rapport de la vitesse de propagation à la vitesse moyenne des molécules par des formules dont aucune n'est en rapport avec les valeurs de la vitesse du son mesurées expérimentalement. Par exemple, M. Roiti suppose les molécules de gaz animées d'un mouvement rectiligne et uniforme entre deux chocs consécutifs, et il considère une masse gazeuse assez dense et assez étendue pour que l'on puisse considérer comme infini le nombre des molécules contenues dans un espace fini et comme infiniment petite la distance que parcourt une molécule entre deux chocs successifs. Pour calculer le temps que l'impulsion produite par un corps sonore met à parvenir d'un point A à un autre point B de l'espace, M. Roiti suppose que cette impulsion n'altère pas d'une manière appréciable la vitesse moléculaire. Elle se propage par un chemin qui change de direction à chaque choc, et de telle sorte que toutes les directions sont également traitées, après un nombre de chocs suffisamment considérable; le rapport de la vitesse du son à la vitesse moléculaire sera donc le rapport de la distance AB à la longueur de la ligne brisée qui les réunit. Le calcul donne

$$v = \frac{u}{2} = 242,4\sqrt{\frac{1+\alpha t}{\delta}}.$$

M. Violi fait observer que, pour mettre en accord la formule de M. Roiti avec l'expérience, il faudrait multiplier la valeur v ainsi calculée par un rapport k',

$$k' = \frac{6n+2}{5n},$$

qui est la moyenne des valeurs de k pour le gaz considéré et pour l'hydrogène; il ne justifie d'ailleurs l'introduction de ce coefficient par aucune considération théorique. Le Tableau suivant montre le degré d'accord des vitesses V calculées par la formule

$$V = 242.4\,\frac{6n+2}{5n}\sqrt{\frac{1+\alpha t}{\delta}},$$

avec les vitesses v_1 expérimentales :

Gaz.	n.	v_1.	V.
Mercure	1	137,3	147,4
Hydrogène	2	1269,2	1291,1
Oxyde de carbure	2	337,4	344,6
Air	2	332,8	339,4
Oxygène	2	317,0	322,7
Protoxyde d'azote	3	261,8	261,8
Acide carbonique	3	261,5	261,8
Éthylène	6	313,9	311,9

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

6e série. — Tome II. — Octobre 1884.

W. Crookes. — *Études spectroscopiques sur la matière radiante. Nouvelle méthode d'analyse spectrale*, p. 145.

D. Gernez. — *Recherches sur le phénomène de la surchauffe cristalline du soufre et la vitesse de transformation du soufre octaédrique en prismatique*, p. 266.

Philosophical Magazine.

5e série, t. XVIII, octobre 1884.

G.-G. Thomson. — *Sur la combinaison chimique des gaz*, p. 233.

J. Croll. — *Cause des climats polaires tempérés*, p. 268.

S.-P. Langley. — *Valeur de l'absorption atmosphérique*, p. 289.

A. Kundt. — *Rotation électromagnétique du plan de polarisation de la lumière, par le fer, le cobalt et le nickel*, p. 308.

J. Blaikly. — *Expériences sur la vitesse du son dans l'air*, p. 328.

A.-M. Worthington. — *Forces superficielles dans les fluides*, p. 334.

W.-W.-J. Nicol. — *Nature des dissolutions*. — 2e Partie. *Point d'ébullition des dissolutions salines*, p. 364.

W. Moon. — *Méthode pour calculer la constante γ qui exprime le rapport des chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant*, p. 372.

5e série, t. XVIII, novembre 1884.

E.-J. Mills. — *Sur les équivalents*, p. 393.

J. Jellett. — *Sur l'équation de Laplace*, p. 400.

A. Grosham. — *Sur le poids spécifique de certaines substances à l'état solide et en solution aqueuse*, p. 405.

F. STRENGER. — *Conductibilité calorifique de la tourmaline*, p. 427.

J. HOPPS. — *Altération de la résistance électrique de fils métalliques produite par l'enroulement et le déroulement*, p. 433.

F. KOHLRAUSCH. — *Distance des pôles d'un aimant, coefficient de température et d'induction, et détermination des moments d'inertie au moyen de la suspension bifilaire*, p. 446.

5e série, t. XVIII, décembre 1884.

C. FROMME. — *Changements produits dans la condition moléculaire du fer quand on l'échauffe au rouge et qu'on le refroidit*, p. 473.

J LOUDON. — *Méthodes géométriques dans la théorie de la réfraction par une ou plusieurs surfaces sphériques*, p. 485.

H.-M. BOSANQUET. — *Sur la prétendue répulsion des lignes de force magnétiques*, p. 494.

F. GUTHRIE. — *Changements de volume et variation thermique accompagnant le mélange*, p. 495.

Annalen der Physik und Chemie.

No 10, 1884.

A. BLUMCKE. — *Influence du degré de concentration sur la chaleur spécifique des solutions aqueuses et alcooliques des chlorures métalliques*, p. 161.

A. ELSAS. — *Théorie des vibrations forcées des cordes tendues*, p. 173.

A. WINKELMANN. — *Sur la diffusion des éthers homologues dans l'air, l'hydrogène et l'acide carbonique*, p. 203.

A. KUNDT. — *Rotation électromagnétique du plan de polarisation de la lumière par le fer, le nickel et le cobalt*, p. 228.

E. RIECKE. — *Forme d'une chaîne soumise à des actions électrodynamiques*, p. 252.

W.-C. RÖNTGEN. — *Nouvelles recherches sur l'absorption de la chaleur par la vapeur d'eau*, p. 259.

C. CHRISTIANSEN. — *Recherches sur les propriétés optiques des corps finement divisés*, p. 298.

A. WULLNER. — *Extension de la théorie de la dispersion aux rayons ultra-violets*, p. 306.

G. SIEBEN. — *Relation entre les indices de réfraction des milieux à dispersion anomale, la concentration de leurs dissolutions et la température*, p. 312.

F. KOHLRAUSCH. — *Sur quelques remarques critiques de M. Wild*, p. 344.

G.-H. KOOSEN. — *Sur l'action dépolarisante du brome dans les piles*, p. 348.

W.-v. BEZOLD. — *Illusion de perspective*, p. 351.

Tome XXIII, n° 11; 1884.

O. SCHUMANN. — *Sur la constante de potentiel des gaz et des vapeurs, et sa variation avec la température*, p. 353.

A. BLUMCKE. — *Évaluation du poids spécifique des liquides qui ne se maintiennent à cet état que sous l'influence d'une haute pression*, p. 404.

H. KAYSER. — *Sur la condensation de l'acide carbonique sur des surfaces de verre, et sa diffusion à travers des couches de graisse*, p. 416.

W. VON BEZOLD. — *Recherches sur la charge et sur la conductibilité diélectriques*, p. 426.

E.-L. WEBER. — *Sur la conductibilité galvanique et le rang thermo-électrique des amalgames, et sa relation avec la variation de leur structure*, p. 447.

F. KOHLRAUSCH. — *Sur une théorie particulière (Mitführungstheorie) de la thermo-électricité*, p. 477.

F. NEESEN. — *Influence de l'aimantation sur la conductibilité des liquides magnétiques; méthode pour mesurer la conductibilité des liquides*, p. 482.

W. VOIGT. — *Théorie de la rotation électromagnétique du plan de polarisation*, p. 493.

A. WULLNER. — *Remarque sur le Mémoire de M. Voigt « Théorie des milieux absorbants anisotropes, et, en particulier, théorie des propriétés optiques des métaux »*, p. 511.

TABLE DES MATIÈRES.

Pages

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TROIS PREMIERS VOLUMES

DE LA 2ᵉ SÉRIE.

(Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume; le second désigne la page.)

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DES TOMES I, II ET III DE LA 2e SÉRIE.

Mécanique et Pesanteur.

Actions moléculaires. — Phénomènes physico-chimiques.

Acoustique.

Chaleur.

Optique. — Radiations.

Électricité statique et dynamique. — Magnétisme.

Météorologie. — Physique du Globe. — Physique céleste.

FIN DE LA TABLE ANALYTIQUE DES TOMES I, II ET III DE LA 2e SÉRIE.

Paris. — Imprimerie de GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.



